

В. В. ТУРОВЦЕВ и И. С. ШАПИРО

## РАДИАЦИОННЫЙ $K$ -ЗАХВАТ ДЛЯ ЗАПРЕЩЕННЫХ ПЕРЕХОДОВ

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 18 I 1954)

Захват ядрами атомных электронов может сопровождаться испусканием  $\gamma$ -лучей непрерывного спектра (радиационный захват). Поскольку чаще всего происходит захват электронов  $K$ -оболочки, наибольший интерес представляет явление радиационного  $K$ -захвата, впервые теоретически рассмотренное Моррисоном и Шиффом<sup>(1)</sup> и экспериментально обнаруженное в течение последних лет рядом авторов<sup>(2-5)</sup>.

Верхняя граница непрерывного спектра  $\gamma$ -лучей, испускаемых при радиационном  $K$ -захвате, равна полной энергии перехода  $E$ . Это обстоятельство позволяет использовать радиационный  $K$ -захват для целей ядерной спектроскопии в тех случаях, когда для исследуемого радиактивного ядра позитронный распад энергетически невозможен. Определение верхней границы  $\gamma$ -спектра может быть лучше всего выполнено путем спрямления кривой энергетического распределения, аналогично тому как это делается при отыскании верхних границ  $\beta$ -спектров. Для этого, однако, необходимо знать предсказываемую теорией форму спектра, которая в работе<sup>(1)</sup> вычислена лишь для разрешенных переходов.

В данной статье рассматриваются переходы первого порядка запрещения для векторного и тензорного вариантов теории. Как будет ясно из дальнейшего, перекрестные члены, пропорциональные произведению  $g_V \cdot g_T$  ( $g_V$ ,  $g_T$  — константы векторного и тензорного взаимодействий), не меняют существенно формы спектра сравнительно со случаем разрешенных переходов. Поэтому ниже приводятся только диагональные члены.

С точки зрения теории возмущений радиационный  $K$ -захват является процессом второго порядка, состоящим из двух виртуальных переходов: электрон  $K$ -оболочки переходит в состояние сплошного спектра, испуская  $\gamma$ -квант (первый переход), ядро ( $A$ ,  $Z$ ), захватив электрон из сплошного спектра и испустив нейтрино, превращается в ядро ( $A$ ,  $Z - 1$ ) (второй переход). Матричный элемент перехода будет:

$$H = \sum_i \frac{(f | H'_\beta | i) (i | H'_r | 0)}{E_0 - E_i}, \quad (1)$$

где индексы  $f$ ,  $i$ ,  $0$  относятся к конечному, промежуточному и начальному состояниям;  $H'_\beta$ ,  $H'_r$  — гамильтонианы взаимодействия нуклонов с электронно-нейтринным полем и электронов с электромагнитным полем. Легко видеть, что разность  $E_0 - E_i$  может обращаться в нуль для отрицательных энергий электрона в промежуточном состоянии, если энергия перехода  $E$  удовлетворяет соотношению

$$E \geq 2mc^2, \quad (2)$$

где  $mc^2$  — энергия покоя электрона. При выполнении условия (2) возможен позитронный распад, и обращение в нуль знаменателя в (1) соответствует процессу аннигиляции испущенного ядром позитрона с одним из атомных электронов (вероятность такого процесса рассчитана в (6)). Поскольку, однако, радиационный  $K$ -захват представляет интерес главным образом в тех случаях, когда позитронный распад отсутствует, мы ограничимся рассмотрением области  $E < 2mc^2$ , для которой формула (1) применима. Все расчеты проведены нами в борновском приближении. Единицы выбраны так, что  $m = \hbar = c = 1$ .

Выполнив довольно длинные, но стандартные вычисления, мы получаем следующие результаты для дифференциальной ( $W(k)$ ) и интегральной ( $W_0$ ) относительных вероятностей радиационного  $K$ -захвата:

$$W(k) = P(k) C_{1X}(k); \quad (3)$$

$$C_{1X}(k) = 1 - \frac{5(E-k)}{E^2} k D_{1X}(E); \quad (4)$$

$$W_0(E) = \int_0^E W(k) dk = P_0(E)(1 - D_{1X}(E)), \quad X = V, T, \dots, \quad (5)$$

где  $k$  — энергия  $\gamma$ -кванта (в единицах  $mc^2$ ) и

$$P(k) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{(E-k)^2}{E^2} k, \quad (6)$$

$$P_0(E) = \int_0^E P(k) dk = \frac{\alpha}{12\pi} E^2, \quad \alpha = \frac{1}{137}. \quad (7)$$

Уравнения (6) и (7), ранее полученные Моррисоном и Шиффом, дают дифференциальную и интегральную вероятности радиационного  $K$ -захвата для разрешенных переходов. Величины  $D_{1X}$  для векторного и тензорного вариантов имеют вид:

$$D_{1X} = F_X / G_X; \quad (8)$$

$$F_V = \frac{4E^2}{15} \left| \int \mathbf{r} \right|^2; \quad (9)$$

$$G_V = \left| \int \mathbf{r} \right|^2 E^2 + i \left[ \left( \int \mathbf{r} \right) \left( \int \vec{\alpha} \right)^* - \left( \int \mathbf{r} \right)^* \left( \int \vec{\alpha} \right) \right] E + 3 \left| \int \vec{\alpha} \right|^2; \quad (10)$$

$$F_T = \frac{2}{5} E^2 \left[ \frac{2}{9} \left| \int \vec{\sigma} \cdot \mathbf{r} \right|^2 + \frac{1}{6} \left| \int \vec{\sigma} \times \mathbf{r} \right|^2 + \frac{1}{12} \sum_{ij} |B_{ij}|^2 \right]; \quad (11)$$

$$G_T = \left| \int \vec{\sigma} \cdot \mathbf{r} \right|^2 E^2 / 9 + \left| \int \vec{\sigma} \times \mathbf{r} \right|^2 E^2 / 6 - \left[ \left( \int \vec{\sigma} \times \mathbf{r} \right) \left( \int \vec{\alpha} \right)^* + \left( \int \vec{\sigma} \times \mathbf{r} \right)^* \left( \int \vec{\alpha} \right) \right] E / 3 + \left( \sum_{ij} |B_{ij}|^2 \right) E^2 / 12 + \left| \int \vec{\alpha} \right|^2. \quad (12)$$

В уравнениях (9) — (12) использованы общепринятые обозначения ядерных матричных элементов. В частности,  $B_{ij}$  есть симметричный тензор 2-го ранга с равным нулю следом:

$$B_{ij} = \int \{ \sigma_j r_i + \sigma_i r_j - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\vec{\sigma} \cdot \mathbf{r}) \},$$

где  $\vec{\sigma}$  — матричный вектор спина.

Множитель  $C_{1V}$  оказывается весьма близким к 1. Последнее связано с тем, что числитель выражения  $D_{1V}$  содержит члены, пропорциональные  $\left( \int \mathbf{r} \right)^2$  и равные по порядку величины  $(ER)^2$ , где  $R$  — радиус ядра (в единицах  $\hbar / mc$ ), тогда как в знаменателе имеются чле-

ны  $\sim v^2/c^2$  ( $v$  — средняя скорость нуклонов в ядре), происходящие от  $(\int \vec{\alpha})^2$ . Поскольку правила отбора для матричных элементов  $\int \vec{r}$  и  $\int \vec{\alpha}$  одинаковы (см. (7)) и в интересующей нас области энергий переходов  $ER \ll v/c$ , то всегда  $D_{1V} \ll 1$ . Существенно иная ситуация может иметь место в случае тензорного варианта для переходов типа  $0 \rightarrow 0$  и  $\Delta I = \pm 2$  ( $\Delta I$  — разность угловых моментов исходного и конечного ядер). Для таких переходов отличны от нуля только матричные элементы  $\int \vec{\sigma} \vec{r}$  ( $0 \rightarrow 0$ ) и  $B_{ij}$  ( $\Delta I = \pm 2$ ). Величина  $D_{1T}$  оказывается при этом сравнимой с единицей, вследствие чего форма  $\gamma$ -спектра отлична от таковой для разрешенных переходов.

На рис. 1 представлены формы спектров для разрешенных (кривая I) и указанных выше запрещенных (кривая II) переходов в тензорном варианте теории для  $\Delta I = \pm 2$ . Как видно из рисунка, различие кривых I и II довольно значительно — разность ординат при значениях абсцисс 0,3 — 0,4 составляет около 30%.

Область применимости приведенных выше результатов ограничена легкими ядрами ввиду использования борновского приближения. К сожалению, расчет вероятности радиационного  $K$ -захвата для тяжелых ядер, требующий использования релятивистских кулоновских волновых функций для электрона, сопряжен с большими трудностями из-за необходимости выполнить в формуле (1) интегрирование по энергиям электрона в промежуточном состоянии.

Отметим, что анализ опубликованных по радиационному  $K$ -захвату экспериментальных данных свидетельствует о справедливости формул (6) и (7) для разрешенных переходов далеко за пределами применимости борновского приближения.

Московский государственный  
университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило  
8 XII 1953

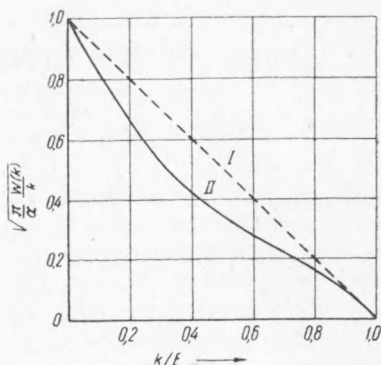


Рис. 1

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> P. Morrison, L. I. Schiff, Phys. Rev., 58, 24 (1940). <sup>2</sup> D. Maeder, P. Preiswerk, Helv. Phys. Acta, 24, 625 (1951). <sup>3</sup> Eder Mateosian, A. Smith, Phys. Rev., 88, 1186 (1952). <sup>4</sup> P. R. Bell, J. M. Jauch, J. M. Cassidi, Science, 115, 12 (1952). <sup>5</sup> C. E. Anderson, G. W. Wheeler, W. W. Watson, Phys. Rev., 90, 606 (1953). <sup>6</sup> Ю. Б. Румер, Sow. Phys., 9, 317 (1936). <sup>7</sup> Л. В. Грошев, И. С. Шапиро, Спектроскопия атомных ядер, 1952.