

## ПУТЬ ПРЯМОГО НАБЛЮДЕНИЯ ГИГАНТСКИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ, СОЗДАВАЕМЫХ НА ЯДРАХ ДЫРКОЙ В К-ОБОЛОЧКЕ

*В.И. Гольданский*

Вероятность испускания ядром частицы или кванта в некотором направлении зависит, как известно, в общем случае от угла между этим направлением и спином ядра  $l$  (при  $l \geq 1$ ). По этой причине при последовательном ядерном распаде  $A^a \rightarrow B^b \rightarrow C$  спины  $l_B$  промежуточных ядер  $B$  распределены в пространстве не изотропно относительно выделенного направления регистрации частицы  $a$ . Анизотропия же ориентации спинов  $l_B$  приводит к тому, что вероятность  $W$  совпадения регистрации двумя счетчиками  $C_a$  и  $C_b$  вылета частиц — соответственно  $a$  и  $b$  — зависит от угла  $\theta_{ab}$  между направлениями вылета:

$$W(\theta_{ab}) = \sum_{l=0}^{l_{\max}} a_l \cos^2 l \theta_{ab}.$$

где  $l_{\max}$  равняется удвоенному значению меньшей из трех величин —  $l_a, l_b$  (моменты, уносимые частицами  $a$  и  $b$ ) и  $l_B$ .

Подобная корреляция между направлениями  $a$  и  $b$  нарушается (возмущение угловых корреляций) в том случае, когда за время жизни промежуточного ядра  $B$  ( $\tau_B$ ) успевает произойти заметная прецессия его

магнитного (или квадрупольного) момента в создаваемых молекулярным или кристаллическим окружением ядра магнитных (или неоднородных электрических) полях. При наличии такой прецессии ядро В к моменту испускания  $\nu$  успевает "забыть" о направлении  $I_B$  в момент испускания  $\alpha$  и образования В. Чувствительность опытов по наблюдению возмущенных угловых корреляций обеспечивает возможность изучения на их основе локальных магнитных ( $H_N$ ) и электрических ( $q_N$ ) полей на ядрах, если  $\omega_B r_B \geq 0,01$  ( $\omega_B$  — частота прецессии  $I_B$ ), что соответствует  $r_B \geq 10^{-11}$  см для обычных величин  $H_N \approx 10^5$  э и  $q_N \approx 10^{18}$  в/см<sup>2</sup> (см. [1], часть II, §8).

Приведенные значения локальных магнитных полей на ядрах далеко уступают, однако, максимально возможным, реализуемым при наличии дырки в К-оболочке.

В самом деле, энергия взаимодействия магнитного момента  $\mu$  ядра со спином  $I$  и дырки в К-оболочке с магнитным моментом  $\mu_0$  равняется

$$\Delta_K = E_{I+1/2} - E_{I-1/2} = \frac{8\pi}{3I} \mu \mu_0 (2I+1) |\Psi_K(0)|^2 =$$

$$\approx \frac{8\pi}{3I} \kappa \frac{e\hbar}{2Mc} \frac{e\hbar}{2mc} (2I+1) \frac{Z^3}{\pi a_0^3}, \quad (1)$$

где  $|\Psi_K(0)|^2$  — плотность К-электрона в области расположения ядра,  $Z$  — заряд ядра,  $\kappa$  — его магнитный момент в ядерных магнетонах,  $M$  — масса протона,  $m$  — масса электрона,  $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8}$  см — радиус первой боровской орбиты.

Для водорода  $\Delta_K = 5,9 \cdot 10^{-6}$  эв (длина волны линии СТС  $\lambda = 2\pi\hbar c / \Delta_K = 21$  см), в общем же случае

$$\Delta_K = 5,3 \cdot 10^{-7} \frac{2I+1}{I} \kappa Z^3 eN,$$

что отвечает величине обусловленного дыркой в К-оболочке эффективного локального поля на ядре, равной  $(H_N)_K = 1,7 \cdot 10^5 Z^3$  э. Для тяжелых элементов эти поля исчисляются гигантскими величинами в сотни миллиардов эрстед.

Подобные гигантские магнитные поля действуют, однако, на ядро в течение лишь очень короткого времени, равного [2]

$$(r_N)_K = 4,10^{-10} / Z^4 \text{ сек.} \quad (2)$$

Тем не менее, нетрудно убедиться, что условие  $\Delta_K (r_N)_K / \hbar \geq 0,01$  практически всегда выполняется:

$$\frac{\Delta_K (r_N)_K}{\hbar} = 0,32 \frac{2I+1}{I} \frac{\kappa}{Z}. \quad (3)$$

Поэтому заметить на опыте и количественно исследовать обусловленное кратковременным действием гигантского магнитного К-поля на ядре  $(H_N)_K$  возмущение угловых корреляций можно путем сравнения

характера корреляций  $\gamma\gamma$  и  $e_K\gamma$  ( $e_K$  – электрон внутренней конверсии с  $K$ -оболочки) в переходе

$$A \xrightarrow{\gamma(e_K)} B \xrightarrow{\gamma} C.$$

Общие формулы, характеризующие связь коэффициентов угловых корреляций для  $\gamma\gamma$ - и  $e_K\gamma$ -каскадов, приводятся в литературе (напр. [1], §5); в пределе больших энергий оба типа корреляций попросту совпадают. Таким образом, при правильном учете роли чисто аппаратурных факторов, вроде рассеяния конверсионных электронов, сопоставление  $\gamma\gamma$ - и  $e_K\gamma$ -корреляций должно дать прямую информацию о гигантских магнитных  $K$ -полях на ядрах  $(H_N)_K$  и о точных значениях величин  $(\Psi(0))^2$ ?

В заключение несколько слов о том, какие времена жизни промежуточного ядра  $B$  удовлетворяют требованиям изучения  $(H_N)_K$ . Простейшему варианту отвечает условие  $\tau_B \geq (r_N)_K$ . Роль дырок в  $L$ -,  $M$ - и других промежуточных состояниях, возникающих в ходе стабилизации электронных оболочек после внутренней конверсии, как правило, пренебрежима из-за относительно большой ширины Оже-переходов для таких состояний. Для того же, чтобы измерения были свободны также и от заметного влияния тривиальных возмущений угловых корреляций долгодействующими полями  $H_N$  и  $\varphi_N$ , характерными для стабильных состояний молекулярного и кристаллического окружения, необходимо выполнение неравенств  $10^{-11} > \tau_B > 4 \cdot 10^{-10} / Z^4 \text{ сек}^*$ . Этому требованию (даже и при учете желательности не слишком малых и не слишком больших коэффициентов конверсии  $\alpha$  в переходе  $A \rightarrow B$ ) удовлетворяет достаточно много уровней, так что нет смысла приводить здесь конкретные примеры.

Возможен и случай  $\tau_B < (r_N)_K$ . Если при этом  $(H_N)_K$  и  $(r_N)_K$  известны, то сопоставление  $\gamma\gamma$ - и  $e_K\gamma$ -корреляций даст сведения о временах жизни  $\tau_B$  в области  $10^{-14} - 10^{-18} \text{ сек}$ .

Институт химической физики  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
29 февраля 1968 г.

### Литература

- [1] H. Frauenfelder, R.M. Steffen. Angular Distribution of Nuclear Radiation (A) Angular Correlations. (Chapter XIX of "Alpha-Beta - and Gamma-Ray Spectroscopy", Edited by K. Siegbahn, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965, Vol. 2, pp. 997-1198).
- [2] W. Heitler. The Quantum Theory of Radiation, Oxford, Clarendon Press, 1954, Chapter 5, §18. В переводе – В. Гайтлер. Квантовая теория излучения (под ред. Н.Н. Боголюбова). Иноиздат, М., 1956.

\* Сопоставление  $\gamma\gamma$ - и  $e_K\gamma$ -корреляций при  $\tau_B \gg 10^{-11} \text{ сек}$  уже неоднократно проводилось для изучения долгопериодных постэффектов, обусловленных не непосредственно образованием дырки в  $K$ -оболочке (см. [1], часть II, §12), а последующими электронными переходами.