

## ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО $\gamma$ -СПЕКТРА НА СРЕДНЮЮ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТЬ ПРЕЦЕССИИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.В. Давыдов, М.М. Коротков, П.И. Ромашева

Среднее время прецессии в магнитном поле ядер  $^{191}\text{Ir}$ , возбужденных путем мессбауэровского поглощения  $\gamma$ -лучей, превосходит среднее время жизни этих ядер в возбужденном состоянии, определяемое как  $\tau = \hbar/\Gamma$ . Учет ширины возбуждающего  $\gamma$ -спектра приводит к  $g$ -фактору уровня 129,4 кэВ равному  $0,197 \pm 0,018$  в согласии с данными других работ.

Как было впервые показано в [1] и затем развито в [2] и [3], результат возмущения магнитным полем углового распределения (УР) резонансно рассеянных ядрами  $\gamma$ -лучей существенным образом зависит от соотношения между естественной шириной  $\Gamma$  возбуждаемого ядерного уровня и характерной шириной  $\Delta$  возбуждающего  $\gamma$ -спектра. При малой энергии магнитного сверхтонкого взаимодействия эффект возмущения в основном сводится к повороту розетки УР на угол  $\delta\theta = \kappa\Omega\tau$ , где  $\Omega$  – ларморова частота,  $\tau = \hbar/\Gamma$  – среднее время жизни ядер в возбужденном состоянии, а коэффициент  $\kappa$  зависит от  $\Delta$ ,  $\Gamma$  и сдвига  $s$  возбуждающей  $\gamma$ -линии относительно положения резонанса. При  $s = 0$   $\kappa$  принимает следующие значения: 1)  $\kappa = 1$ , если  $\Delta \gg \Gamma$  – “классическое” (немессбауэровское) резонансное рассеяние  $\gamma$ -лучей и кулоновское возбуждение ядер, 2)  $\kappa = 1,5$  при  $\Delta = \Gamma$  – мессбауэровское возбуждение и 3)  $\kappa = 2$  при  $\Delta \ll \Gamma$  – возбуждение квазимонохроматической линией. Поскольку в соответствии с физическим смыслом угол  $\delta\theta$  должен определяться произведением  $\Omega$  на среднее время прецессии возбужденных ядер в магнитном поле, очевидно совпадающее со средней продолжительностью пребывания ядер в возбужденном состоянии,  $\bar{t}$ , вышеприведенные цифры указывают на то, что эта продолжительность зависит от способа возбуждения ядер.

В [3] было показано, что качественно различие между случаями возбуждения ядер широким ( $\Delta \gg \Gamma$ ) и узким ( $\Delta = \Gamma$ )  $\gamma$ -спектрами можно объяснить, исходя из того, что первому случаю соответствует малое характерное время процесса возбуждения, в то время как во втором случае эта величина сравнима с  $\tau$ .

Экспоненциальный распад возбужденных состояний, которому соответствует среднее время жизни  $\tau$ , реализуется в условиях, когда возбужденные ядра за время много большее  $\tau$  излучают  $\gamma$ -спектр естественной лоренцевой формы с шириной  $\Gamma$ . Такие условия осуществляются при резонансном возбуждении ядер широким  $\gamma$ -спектром. Если же ядра возбуждать спектром лоренцевой формы с шириной  $\Delta = \Gamma$ , то излучаемый этими ядрами спектр будет описываться произведением двух лоренцевых функций. Характерная ширина такого спектра меньше  $\Gamma$ , а  $\bar{t}$  для этого случая оказывается равным  $1,5\tau$ .

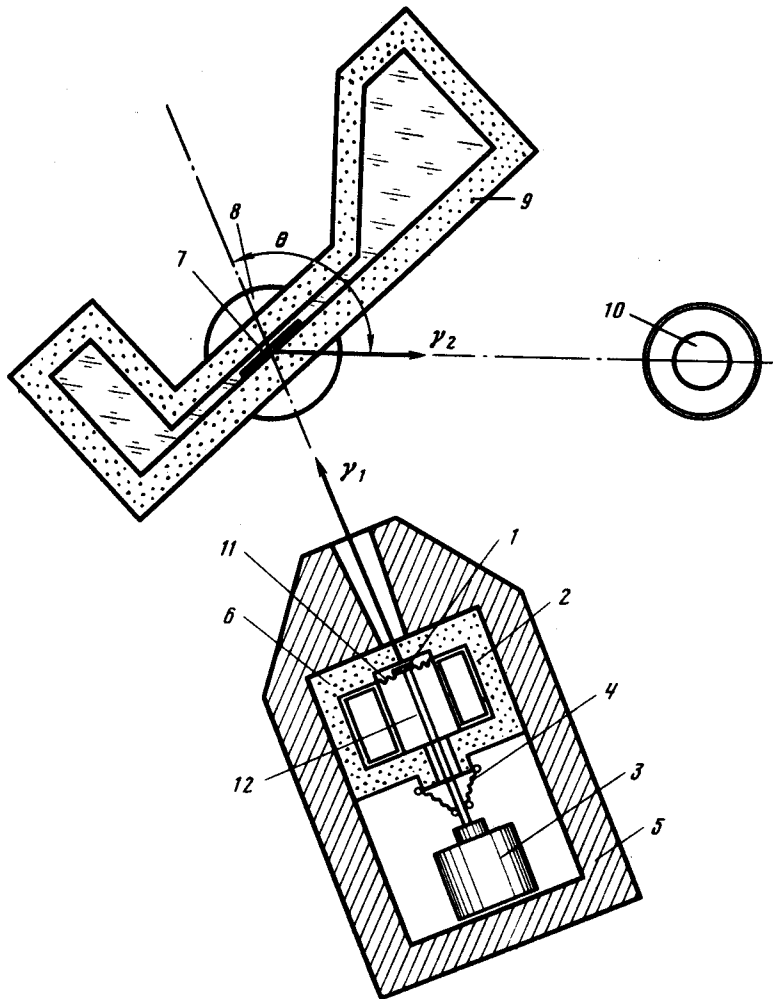


Рис. 1

Нами измерены в диапазоне углов  $78 - 143^\circ$  возмущенные магнитным полем УР  $\gamma$ -квантов с энергией  $129,4$  кэВ, резонансно рассеянных ядрами  $^{191}\text{Ir}$  при возбуждении посредством эффекта Мессбауэра. Схема установки показана на рис. 1, где 1 — источник  $\gamma$ -лучей  $^{191}\text{Os}$  активностью  $\sim 1$  кюри, полученный в  $(n, \gamma)$ -реакции; 2 и 9 — контейнеры с жидким азотом; 3 — электромагнитный вибратор, приводящий с помощью штока 12 источник, закрепленный на мембране 11, в колебания с амплитудой до  $2,5$  мм; 4 — резиновое уплотнение; 5 — радиационная защита; 6 — теплоизоляция; 7 — рассеиватель — пластина из сплава Fe с 7 ат.% Ir (естественного изотопного состава), имеющего по данным рентгеноструктурного анализа ОЦК решетку. Внутреннее магнитное поле на ядрах Ir с учетом их концентрации и температурной зависимости [4] принято нами равным  $(-1411, 0 \pm 5,4)$  кЭ; 8 — полюсный наконечник электромагнита, насыщающего рассеиватель при поле в зазоре  $1$  кЭ в направлении перпендикулярном плоскости рассеяния; 10 — Ge(Li)-детектор объемом  $\sim 30$  см<sup>3</sup> неподвижный относительно магнита, что исключало переменное влияние на него магнитного поля; импульсы от детектора подвергались амплитудному анализу с помощью стандартной аппаратуры;  $\gamma_1$  и

$\gamma_2$  — направления первичного и рассеянного пучков  $\gamma$ -квантов. Угол рассеяния  $\theta$  менялся поворотом платформы с источником. Количество резонансно рассеянных  $\gamma$ -лучей определялось разностью отсчетов детектора при неподвижном и колеблющемся источнике. Доля резонансного рассеяния по отношению к релеевскому составляла от 10 до 30% для разных углов рассеяния. На рис. 2 представлены полученные УР; светлые кружки относятся к знаку поля "+", темные — к "-". Пунктирные кривые  $1^a$  и  $2^a$  — наиболее вероятные УР, рассчитанные с использованием формулы (33) из [3] с учетом геометрии, поглощения  $\gamma$ -лучей в рассеивателе и эффективности детектора для направлений поля "+" и "-", соответственно. Среднее из двух значений  $g$ -фактора ядра  $^{191}\text{Ir}$  в состоянии 129,4 кэВ, найденных минимизацией  $\chi^2$  с помощью стандартных программ БЭСМ-6, составило величину  $g = 0,197 \pm 0,018$ . Усреднение результатов трех работ по измерению  $g$ -фактора  $^{191}\text{Ir}$  в том же состоянии [5], выполненных иными способами, дает с учетом взятого нами значения  $\tau = (1,753 \pm 0,085) \cdot 10^{-10}$  сек величину  $g = 0,199 \pm 0,014$ . Хорошее согласие этой величины с нашей показывает, что учет  $\Delta/\Gamma$  позволяет избежать искажения  $g$ -фактора при его измерении описанным методом. Сплошные кривые 1 и 2 рассчитаны по формуле (33) [3] для двух оптимальных значений  $g$ -фактора. Нормировки кривых  $1^a$ ,  $2^a$  и 1 — 2 различны. Минимум невозмущенного УР находится при  $\theta = 90^\circ$ . Положение этого минимума при повороте УР на угол  $\delta\theta = \Omega\tau$ , который следует из обычной теории угловых корреляций и соответствует средней продолжительности прецессии  $\tau$ , показаны для обоих знаков поля стрелками. Видно, что сдвиг минимума возмущенных УР, оптимально согласующихся с результатами опыта, составляет  $\sim 1,4\Omega\tau$ , что близко к предсказанию теории для условий возбуждения 2). Это есть прямое указание на то, что в данных условиях среднее время пребывания ядер в возбужденном состоянии равно  $\sim 1,4\tau$ .

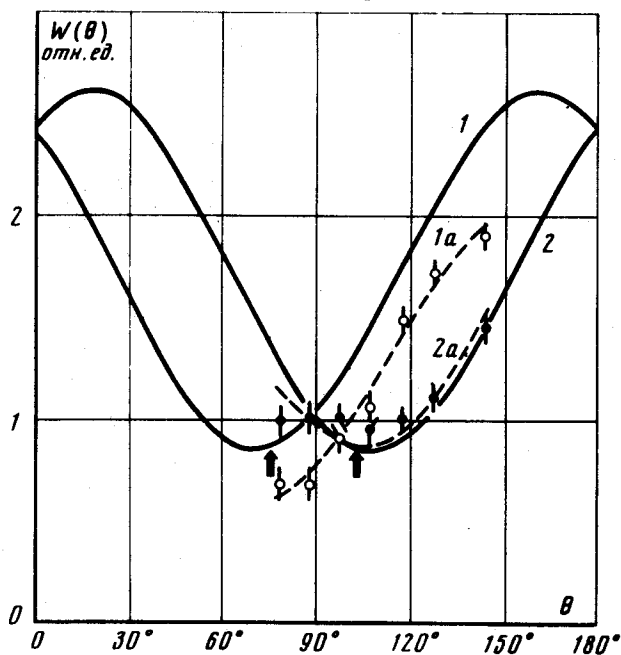


Рис. 2

Учет возможной непараллельности внутреннего и внешнего полей [6] приведет к некоторому увеличению обоих сравниваемых значений  $g$ -фактора, однако, не изменит вывода об увеличении среднего времени пребывания ядер в возбужденном состоянии.

Авторы благодарят С.Н.Зубкова, А.М.Котова и Л.З.Федулова за помощь в изготовлении установки.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
2 апреля 1980 г.

### Литература

- [1] С. J. Goebel, K. W. McVoy. *Phys. Rev.*, **148**, 1021, 1966.
- [2] H. Eicher. *Z. Phys.*, **212**, 176, 1968.
- [3] И. Н. Вишневский, А. В. Давыдов, Г. А. Лобов, В. И. Повзун. Препринт ИТЭФ-70, Москва 1974 г.
- [4] G. N. Rao. *At. Data Nucl. Data Tables*, **15**, 553, 1975; R. L. Mössbauer, M. Lengsfeld, W. Von Lieser, W. Potzel, P. Teschner, F. E. Wagner, *Z. Naturforsch.*, **26a**, 343, 1971; P. C. Riedi. *Phys. Rev.*, **B8**, 5243, 1973.
- [5] W. R. Owens, B. L. Robinson, S. Jha. *Phys. Rev.*, **185**, 1555, 1969; R. Avida, L. Ben Zvi, P. Gilad, M. B. Goldberg, G. Goldring, K. H. Seidel, A. Sprinzak. *Nucl. Phys.*, **A147**, 200, 1970; Р. Б. Бегжанов, Н. А. Ильхамджанов, К. Т. Салихбаев, У. Ю. Юлдашев. Прогр. и тезисы докладов 22 Совещания по ядерной спектроскопии ч. 1, стр. 145, Л., изд. Наука, 1972 г.
- [6] K. S. Krane, W. A. Steyert. *Phys. Rev.*, **C9**, 2063, 1974.
-