

НЕСОХРАНЕНИЕ P -ЧЕТНОСТИ В МЕССБАУЭРОВСКОМ ПЕРЕХОДЕ ЯДРА ^{119}Sn

*А.В.Балуев*²⁾, *Л.В.Инжечик*¹⁾, *Е.В.Мельников*¹⁾, *Б.И.Рогозов*²⁾,
*А.С.Хлебников*¹⁾, *В.Г.Циноев*¹⁾, *В.М.Черепанов*¹⁾

Исследовалась асимметрия вылета мессбауэровских фотонов относительно направления спина ядра олова-119. Величина $2R$, являющаяся мерой нарушения P -четности в ядрах и равная удвоенному отношению приведенных матричных элементов примесного $E1$ - и регулярного $M1$ -переходов, имеет значение $2R = (0,94 \pm 0,08) \cdot 10^{-3}$.

К настоящему времени методами ядерной спектроскопии обнаружено большое разнообразие P -нечетных эффектов, связанных с существованием слабого нуклон-нуклонного взаимодействия (см., например, ¹⁻³), в том числе асимметрия вылета квантов при распаде поляризованного радиоактивного ядра.

В данной работе измерен аналогичный эффект в мессбауэровском $M1$ -переходе ядра ^{119}Sn с использованием возможностей ядерной гамма-резонансной (ЯГР) спектроскопии.

С помощью резонансных сцинтилляционных детекторов (РСД) методы ЯГР позволяют выделять переходы между отдельными зеемановскими компонентами возбужденного m_e и основного m_g состояний, селективно отбирая, таким образом, ядра в определенном поляризованном состоянии, не привлекая при этом традиционную технику сверхнизких температур. Кроме того, появляется дополнительная возможность осуществления условия резонанса как при варьировании химического сдвига между источником и поглотителем, так и при температурном изменении величины сверхтонкого расщепления на ядрах источника.

Информация о P -нечетном эффекте может содержаться только в переходах с $\Delta M = m_e - m_g = \pm 1$. Его вклад в интенсивность $I(\Delta M)$ дипольного излучения для переходов с любыми зна-

1) Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова.

2) Радиевый институт им. В.Г.Хлопина.

чениями ΔM имеет вид

$$\Delta I/I = - 2R \cdot \Delta M \cdot \xi_c^3,$$

где $\xi_c = 2 \cos \theta / 1 + \cos^2 \theta$ — степень круговой поляризации излучаемой линии.

Постановка эксперимента была следующей. Изотоп ^{119m}Sn , служащий источником γ -квантов, входил в качестве компонента в ферромагнитное соединение Mn_4Sn , имеющее по нашим измерениям точку Кюри $T_C = 435 \text{ К}$. Полученное радиоактивное соединение в виде расплава разливалось в матрице с размерами $6 \times 12 \times 0,3 \text{ мм}^3$. Внешнее магнитное поле величиной $\sim 600 \text{ Э}$ прикладывалось вдоль большей стороны прямоугольника. Угол между направлением поля и направлением на детектор излучения составлял соответственно 45 и 135° , в зависимости от знака ориентирующего магнитного поля.

На рис. 1 для ряда температур представлены эмиссионные спектры, измеренные с помощью РСД на основе фосфата олова. Измерение спектров проводилось в рабочей геометрии в присутствии ориентирующего внешнего поля. Видно, что за счет заранее подобранного изомерного сдвига была осуществлена возможность резонансного поглощения фотонов при нулевой относительной скорости источника и детектора (штриховая линия) в широком интервале температур. Это позволило проводить эксперимент при неподвижно закрепленных относительно друг друга источнике и детекторе, и измерять асимметрию только при изменении знака внешнего поля. В работе использовался интегральный метод регистрации фотонов и метод синхронного детектирования искомого периодического сигнала, возникающего при реверсировании каждые 4 с знака магнитного поля.

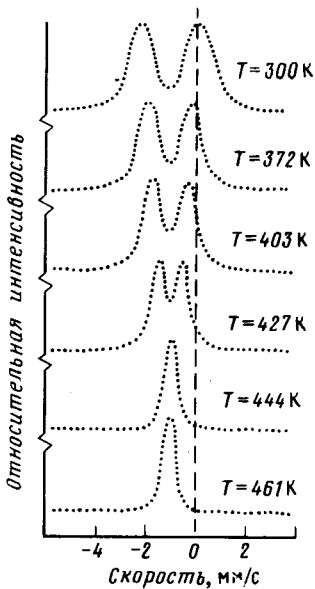


Рис. 1

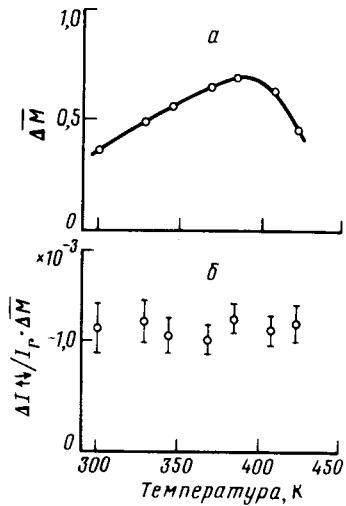


Рис. 2

Рис. 1. Температурные эмиссионные спектры источника $\text{Mn}_4^{119m}\text{Sn}$

Рис. 2. а — Суммарный нормированный вклад в асимметрию всех линий спектра $\overline{\Delta M}$ в зависимости от температуры; б — нормированная асимметрия вылета фотонов $\Delta I_{\pm} / I_{\text{рез}} \Delta M$ при разных температурах источника

Возможность варьирования температуры источника при сохранении условий резонанса позволяла контролировать достоверность получаемых результатов и выявлять наложение ложной асимметрии на искомый эффект. Определяемая величина $2R$ должна быть константой, а асимметрия вылета в парамагнитной области должна отсутствовать.

3) Используемые нами формулы ⁴ дают для величины круговой поляризации неполяризованного источника соотношение: $P_C = - 2R$.

В силу слабого разрешения линий зеемановского расщепления, в той части спектра, где осуществлялись условия резонанса, помимо самой интенсивности линии, отвечающей переходу $+3/2 \rightarrow +1/2$ ($\Delta M = \pm 1$), детектор регистрировал также переходы с другими значениями ΔM .

Поэтому рабочая формула для определения величины $2R$ выглядела следующим образом:

$$\Delta I_{\uparrow\downarrow} / I_{\text{рез}} = - 2R \cdot 2\overline{\Delta M} | \overline{\xi_c} | ,$$

где $\Delta I_{\uparrow\downarrow}$ — означает изменение интенсивности излучения при ориентировании внутреннего магнитного поля на ядре вдоль и против направления вылетающих квантов; $\overline{\xi_c}$ — значение ξ_c , усредненное по апертуре источник-детектор; $\overline{\Delta M}$ — эффективное значение ΔM , равное $\overline{\Delta M} = \Sigma(\Delta M)_i a_i / \Sigma a_i$ (a_i — вклад каждого перехода в интенсивность резонансного излучения, регистрируемого РСД).

Полученная из расшифровки эмиссионных спектров величина $\overline{\Delta M}$ приведена на рис. 2, а, из которого видно, что основной вклад в исследуемый эффект дает переход $+3/2 \rightarrow +1/2$. Относительная величина парциального вклада резонансного излучения в общий ток ФЭУ при $T > T_c$ определялась по стандартной методике "черного поглотителя" на основе SnO_2 . Для области $T < T_c$ величина $I_{\text{рез}}(T)$ восстанавливалась по площади соответствующего мессбауэровского спектра. Результаты измерения величины $\Delta I_{\uparrow\downarrow} / I_{\text{рез}} \overline{\Delta M}$, с учетом того, что знак эффективного магнитного поля на ядре ^{119}Sn в соединении Mn_4Sn противоположен внешнему приложенному полю⁵, представлены на рис. 2, б. Приведенные ошибки определяются в основном статистикой измерений, так как точность определения величины $I_{\text{рез}}$ и величины $\overline{\Delta M} \sim 1\%$.

Таким образом, выполнено измерение асимметрии вылета фотонов в зависимости от величины свободного параметра — температуры. Как и должно быть, отсутствует энергетическая зависимость нормированной асимметрии и можно объединить все точки рис. 2, б для нахождения величины $2R$. С учетом того факта, что точность определения общего для всех точек измерения геометрического множителя $\overline{\xi_c}$ составляет величину $\sim 7\%$, итоговое значение величины $2R$ получается равным $(0,94 \pm 0,08) \cdot 10^{-3}$.

Полученный результат с хорошей точностью согласуется с предварительными расчетами А.П.Платонова⁶.

Литература

1. Абов Ю.Г., Крупчицкий П.А. УФН, 1976, 118, 141.
2. Данилян Г.В. УФН, 1980, 131, 329.
3. Алфименков В.П. УФН, 1984, 144, 361.
4. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1969.
5. Meyer-Schutzmeister L., Preston R.S., Hanna S.S. Phys. Rev., 1961, 122, 1717.
6. Платонов А.П. ЯФ, 1984, 39, 361.