

ЯДЕРНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ γ -КВАНТОВ В НАПРАВЛЕНИИ ВПЕРЕД ПОСЛЕ СТУПЕНЧАТОГО ИЗМЕНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ ЯДЕР

Ю.В.Швыдько, С.Л.Попов, Г.В.Смирнов

*Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова
123182, Москва*

Поступила в редакцию 24 января 1991 г.

Изучалось перерассеяние в первичном направлении γ -квантов ансамблем резонансных ядер, после инверсии сверхтонкого магнитного поля. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в результате инверсии магнитного поля изменяется энергия промежуточного возбуждения в системе ядер. Распад возбуждения происходит спонтанно, с когерентным усилением радиационного канала и направленным вперед излучением γ -квантов на сдвинутой частоте.

Когерентное рассеяние γ -кванта в системе идентичных ядер происходит с образованием промежуточного возбужденного состояния, которое распространяется на всю ядерную систему. В этом состоянии с определенной амплитудой вероятности каждое ядро возбуждено, иначе говоря, в ансамбле ядер имеется пространственно-временная корреляция амплитуд и фаз ядерных возбуждений¹. Когерентные эффекты, характерные для распада таких коллективных состояний возбуждения, исследовались до недавнего времени лишь в процессах упругого рассеяния γ -квантов²⁻⁴. Недавно было показано, что корреляция амплитуд и фаз ядерных возбуждений в промежуточном состоянии и, как следствие, когерентные эффекты реализуются и при неупругом резонансном рассеянии γ -квантов, - в условиях стационарного ультразвукового возбуждения ядерного ансамбля⁵.

В настоящей работе исследуется вопрос: сохраняется ли характер возбуждения в ядерном ансамбле коллективным, если в процессе рассеяния происходит, в результате нестационарного внешнего воздействия, быстрое (за время $\tau \ll \tau_0$, где $\tau_0 = 1/\Gamma_0$ - естественное время жизни ядра) изменение энергии промежуточного возбужденного состояния ядер. Признаками сохранения пространственно-временной корреляции фаз ядерных возбуждений должны быть *направленный вылет γ -квантов и усиление радиационного канала распада*. В случае локализации возбуждения переизлучение γ -квантов должно быть изотропным, а распад должен идти с обычным выходом γ -квантов, - например, при распаде первого возбужденного состояния ядра ^{57}Fe приблизительно 11%. Известно, что локализация происходит при рассеянии с изменением энергии основного состояния ядра⁶ (за счет переворота ядерного спина в сверхтонком магнитном поле).

В данной работе изучалось рассеяние γ -квантов в первичном направлении - одном из тех, в которых может происходить когерентное переизлучение γ -квантов при распаде коллективного ядерного возбуждения. Принципиальная схема эксперимента показана на рис.1. Исследовалось рассеяние в системе ядер ^{57}Fe , находившихся в матрице магнитного кристалла $^{57}\text{FeBO}_3$ - T (мишень), обогащенного резонансным изотопом до 95%. В эксперименте использовался еще один кристалл $^{57}\text{FeBO}_3$ - P , служивший поляризатором. Мессбауэровский источник $^{57}\text{Co}(\text{Cr})$ (ширина линии $\Gamma_s = 0,2$ мм/с) двигался

с постоянной скоростью v , так чтобы γ -излучение с частотой ω , селективно возбуждало один из переходов между основным и первым возбужденным состояниями ядер в кристаллах $^{57}\text{FeBO}_3$, где соответствующие энергетические уровни расщеплены из-за сверхтонкого взаимодействия. Кристалл-поляризатор имел толщину $L_p = 30$ мк, что соответствовало очень большому фактору резонансного поглощения $\mu L_p \approx 84$ (для перехода $\Delta m = 0$). Исходно кристалл находился в однодоменном состоянии благодаря приложенному внешнему магнитному полю $\vec{H}_{c1} = 30$ Э и пропускал в основном одну поляризационную компоненту излучения (в случае перехода $\Delta m = 0 - h_\sigma$). Кристалл-мишень также находился в однодоменном состоянии благодаря приложенному внешнему магнитному полю $\vec{H}_{c2} = 6$ Э, причем $\vec{H}_{c2} \perp \vec{H}_{c1}$. При этом ядра взаимодействовали с компонентой излучения, выделяемой поляризатором. Мишень имела толщину $L_T = 17$ мк ($\mu L_T \approx 48$ для $\Delta m = 0$). Таким образом исходно система двух намагниченных кристаллов $^{57}\text{FeBO}_3$ была непрозрачна.

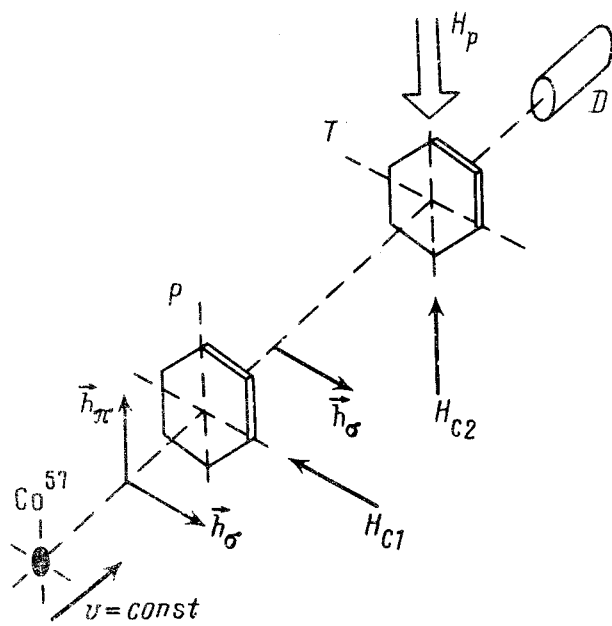


Рис. 1. Схема эксперимента: источник $^{57}\text{Co}(\text{Cr})$ мессбауэровских γ -квантов 14,4 кэВ, P - поляризатор излучения ($^{57}\text{FeBO}_3$), T - мишень ($^{57}\text{FeBO}_3$), D - детектор γ -излучения $\text{NaI}(\text{Tl})$

Энергия ядерных состояний изменялась путем переброса ядер на другой подуровень СТС с помощью инверсии сверхтонкого магнитного поля (см. рис. 2а, б). Инверсия поля вызывалась 180° перемагничиванием кристалла $^{57}\text{FeBO}_3 - T$. Перемагничивание производилось в результате включения в момент времени $t = 0$ магнитного поля $\vec{H}_p = 20$ Э $\gg \vec{H}_{c2}$, направленного антипараллельно \vec{H}_{c2} . Оно происходило за время $\tau_s \leq 5$ нс, что намного меньше τ_0 и периода ларморовской прецессии спина ядра ^{57}Fe . Малое время перемагничивания обусловлено магнитными свойствами и качеством кристалла $^{57}\text{FeBO}_3$ ^{7,8}. Состояние инверсии удерживалось в течение 400 нс. Инверсия магнитного поля повторялась каждые 2 мкс. Измерялись временные зависимости интенсивности γ -излучения, выходящего из мишени после 180° перемагничивания.

Регистрация γ -излучения производилась методом, аналогичным описанному в 8,9. Детектор имел приемный угол $\sim 10^{-5}$ стер, что обеспечивало регистрацию излучения рассеянного в первичном направлении.

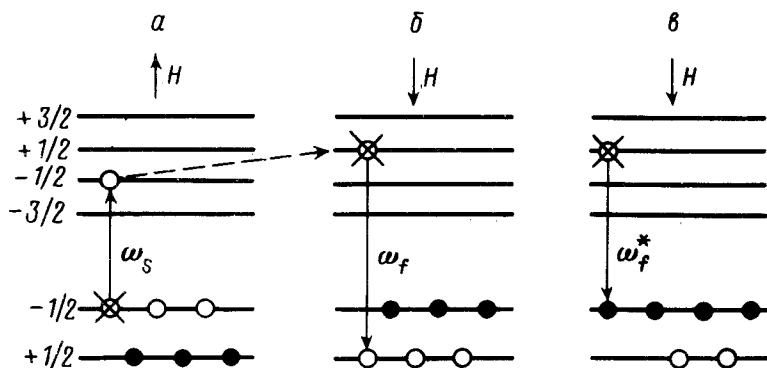


Рис. 2. Схема энергетических уровней ^{57}Fe и их заселенность (*a*) до, (*б*, *в*) после инверсии сверхтонкого магнитного поля. На рис. (*б*, *в*) показаны две возможные схемы распада возбужденного ядерного состояния

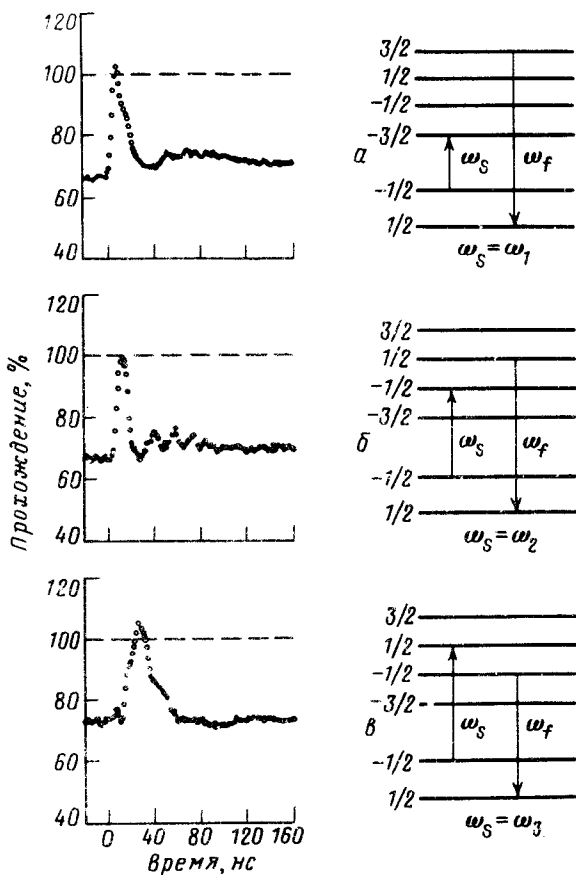


Рис. 3. Временные зависимости интенсивности γ -излучения, выходящего из ядерно-резонансной мишени - $^{57}\text{FeVO}_3$ в первичном направлении, после инверсии сверхтонкого магнитного поля на ядрах в момент времени $t = 0$. Селективно возбуждались ядерные переходы сверхтонкой структуры в кристалле $^{57}\text{FeVO}_3$, имеющие различные собственные частоты ω_i ($i = 1, 2, 3$)

Обратимся к результатам эксперимента. На рис.3 представлены временные зависимости интенсивности γ -излучения, выходящего из мишени в первичном направлении. Момент времени $t = 0$ соответствовал началу перемагничивания. Каждая временная зависимость измерялась при селективном возбуждении γ -излучением, имеющим частоту ω_s , одного из переходов сверхтонкой структуры в кристалле $^{57}\text{FeVO}_3$ (рис.3а, б, в) с собственной частотой ω_i ($i = 1, 2, 3,$), см. правую часть рис.3. Во всех трех случаях за мишенью после ее перемагничивания наблюдалась интенсивная короткая вспышка γ -излучения. Она достигала и даже слегка превосходила уровень интенсивности падающего на мишень излучения (штрихованная линия на рисунке). Напомним, что до перемагничивания мишень была практически черным поглотителем для резонансных γ -квантов. В двух случаях, - рис.3а, б после окончания первой вспышки возникала слабая и более растянутая вторая, на фоне которой отчетливо были видны биения интенсивности.

Полученные временные зависимости, имея близкий общий вид, вместе с тем в деталях отличаются друг от друга: (I) максимум первой вспышки достигается в разное время при возбуждении разных переходов, - раньше всего в случае а) и позже всего в случае в), (II) длительности вспышки разные, - самая короткая в случае б) и самая длинная в случае в), и (III) частота биений в случае а) больше, чем в случае б).

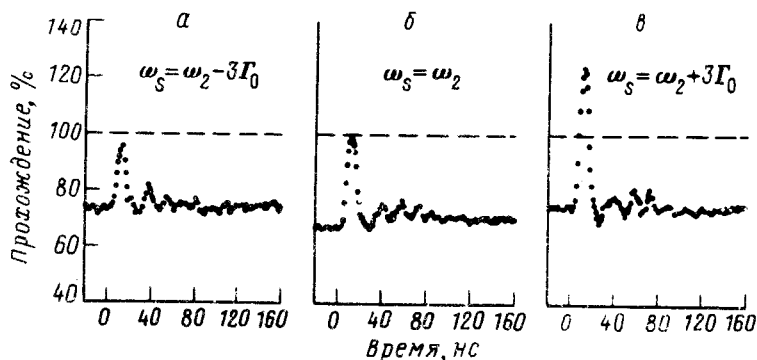


Рис. 4. Временные зависимости интенсивности γ -излучения, выходящего из ядерно-резонансной мишени - $^{57}\text{FeVO}_3$ в первичном направлении, после инверсии сверхтонкого магнитного поля на ядрах в момент времени $t = 0$. Возбуждался переход $-1/2 \rightarrow -1/2$, с собственной частотой ω_2 : б - точно в резонансе; а, в - по краям резонанса

На рис.4 приведены результаты более детальных исследований временных спектров при возбуждении ядерного перехода $-1/2 \Rightarrow -1/2$ (на рис.3 случай б). Спектры, измеренные при разных энергиях падающего излучения в окрестности ядерного резонанса: $\omega_s = \omega_2 \pm 3\Gamma_0$, отличаются друг от друга интенсивностью первой вспышки γ -излучения. Высота вспышки резко растет при прохождении через резонанс в направлении бóльших энергий. В случае $\omega_s = \omega_2 + 3\Gamma_0$ она заметно превышает уровень интенсивности падающего излучения и в два раза больше интенсивности γ -излучения, поглощаемого мишенью до момента инверсии магнитного поля. Что касается биений интенсивности, они имеют приблизительно одинаковую частоту на всех трех спектрах.

Перейдем к анализу полученных результатов. Рассмотрим более подробно процессы, которые могли бы определить характер измеренных временных зависимостей. На рис.2 показана схема энергетических уровней ядер до и после инверсии сверхтонкого магнитного поля. Черным и белым цветом условно изображены подсистемы ядер, относящиеся к разным подуровням основного состояния. Каждый подуровень характеризуется определенной проекцией ядерного спина. При почти равном заселении подуровней при комнатной температуре только половина ядер участвует во взаимодействии с падающим излучением. Для примера выбрана ситуация, в которой излучение, падающее на мишень $\mathcal{E} \exp(-i\omega_s t)^1$, возбуждает переход $-1/2 \rightarrow -1/2$, т.е. взаимодействует с подсистемой "белых" ядер. После инверсии ядерных спинов в сверхтонком магнитном поле изменяется энергия ядер как в возбужденном, так и в основном состояниях. В создавшихся условиях падающее излучение начинает взаимодействовать с подсистемой "черных" ядер. Так как характерное время для возбуждения ядер порядка τ_0 , то в течение этого времени мишень окажется частично прозрачной для падающего излучения. Т.е., с момента $t = 0$ через мишень начнет проходить волна $\mathcal{E} \mathcal{F}_1(t) \exp(-i\omega_s t)$, где $\mathcal{F}_1(t)$ - некая затухающая со временем функция. Причем $\mathcal{F}_1(0) = 1$.

Что касается подсистемы "белых" ядер, то она выводится из-под действия падающего излучения и начинает спонтанно распадаться. Распад может идти по конверсионному каналу или по радиационному. В последнем канале правила отбора допускают переход в основное состояние с излучением γ -кванта с частотой ω_f или ω_f^* (рис.2б, в). В первом случае конечное состояние идентично начальному, - в обеих подсистемах сохраняется исходное количество ядер. Во втором же случае одно "белое" ядро становится "черным" и, следовательно, в системе ядер появляется метка, свидетельствующая о локализации возбуждения в процессе рассеяния. При этом, очевидно, когерентность нарушается, как и в случае распада по конверсионному каналу. На первый взгляд кажется, что вероятность некогерентных каналов распада может быть достаточно большой, но на самом деле это не так, о чем мы скажем позднее. Таким образом, говорить о сохранении коллективного характера промежуточного возбуждения ядер можно только при резонансном рассеянии по схеме рисунков 2а, б. Рассмотрим какая ситуация реализуется в эксперименте.

Для начала проиграем ситуацию полной потери пространственно-временной корреляции фаз ядерных возбуждений при ступенчатом изменении энергии. Это может произойти либо за счет локализации возбуждения, либо за счет несинхронной инверсии сверхтонкого поля на ядрах. При этом вторичное γ -излучение было бы изотропным и его доля в детекторе была бы ничтожно малой. Только излучение с частотой ω_s : $\mathcal{E} \mathcal{F}_1(t) \exp(-i\omega_s t)$ проходило бы в детектор. Таким образом, при нарушении корреляции фаз, независимо от того какой переход возбуждается, максимум интенсивности за мишенью достигается в одно и то же время, - в момент инверсии поля, при этом максимальная интенсивность равна \mathcal{E}^2 . Кроме того временная зависимость не содержит биения интенсивности. Видно, что рассмотренная модель не соответствует экспериментальным результатам, следовательно ее можно отклонить.

Допустим теперь, что перемагничивание не нарушило корреляцию фаз ядерных возбуждений, возникшую в системе "белых" ядер при захвате кванта возбуждающего излучения. В этом случае спонтанный распад коллективного возбуждения должен иметь когерентный характер, т.е., с повышенной вероят-

¹⁾В модельном рассмотрении анализ проводится только для одной фурье-компоненты излучения.

ностью при распаде должен излучаться γ -квант, причем на частоте ω_f , кроме того вылет γ -кванта должен происходить преимущественно в направлении вперед ¹⁰. Вероятность испускания электрона внутренней конверсии, также как и вероятность излучения кванта с частотой ω_f^* должны быть малы по отношению к вероятности когерентного процесса.

Таким образом наряду с проходящей волной $\mathcal{E} \mathcal{F}_1(t) \exp(-i\omega_s t)$ за мишенью появится в результате переизлучения ядер волна с частотой ω_f : $\mathcal{E} \mathcal{F}_2(t) \exp(-i\omega_f t)$ и должна наблюдаться интерференция волновых пакетов, имеющих разные несущие частоты: ω_s и ω_f . Можно показать, что в случае очень толстой ядерной мишени ($\mu L_T \gg 1$) при возбуждении ее точно в резонансе ($\omega_s = \omega_i$) $\mathcal{F}_2(t) = -\mathcal{F}_1(t) = -J_0(\sqrt{\mu L_T t/\tau_0})$. Тогда результирующая интенсивность γ -излучения в первичном направлении должна иметь следующую временную зависимость:

$$I(t) = 4\mathcal{E}^2 J_0^2(\sqrt{\mu L_T t/\tau_0}) \sin^2[(\omega_s - \omega_f)t/2], \quad (1)$$

т.е. в рамках предложенной модели, в эксперименте должны наблюдаться биения интенсивности, промодулированные функцией Бесселя. Проанализируем формулу (1).

В момент времени $t = 0$ интерферирующие волны находятся в противофазе и гасят друг друга, - интенсивность равна нулю. В определенный момент времени t_i интенсивность $I(t)$ достигает максимального значения и затем имеет характер биений во времени с периодом $T_i = 2\pi/|\omega_s - \omega_f|$. Отсюда следует, что при возбуждении ядерных переходов с разными собственными частотами ω_i ($i = 1, 2, 3$), период биений и время достижения максимума интенсивности различны и будут определяться разностью частот $\omega_s - \omega_f$. Определенные из формулы (1) значения $t_2 - t_1 = 2$ нс и $t_3 - t_1 = 16$ нс согласуются с результатами эксперимента (соответственно $3,5 \pm 1,2$ нс и $17,5 \pm 1,2$ нс). Расчетные значения для периода биений $T_1 = 8,8$ нс и $T_2 = 15,1$ нс также соответствуют экспериментальным результатам ($T_1 = 8,2$ нс, $T_2 = 15,5$ нс). Для перехода $i = 3$ расчетное значение $T_3 = 55,5$ нс, что сравнимо с длительностью переходных процессов и это вероятно не позволяет наблюдать биения с таким периодом. Продолжительность первой вспышки определяется функцией Бесселя, которая отражает процессы поглощения и переизлучения γ -кванта в толстой мишени. Чем выше резонансный фактор поглощения μL_T , тем короче первая вспышка. Так, например, $\mu_2 L_T = 48$ (рис.3б), а $\mu_3 L_T = 12$ (рис.3в).

При смещении из резонанса переизлученная волна будет иметь начальную фазу, зависящую от разности $\omega_s - \omega_i$, что изменит условия интерференции проходящей и перерассеянной волн. Это обстоятельство определяет зависимость интенсивности первой вспышки от частоты возбуждающего γ -излучения (рис.4).

Совокупность экспериментальных данных позволяет сделать вывод, что быстрая инверсия сверхтонкого магнитного поля и происходящий в связи с этим переброс ядер в новое энергетическое состояние в процессе ядерного резонансного рассеяния γ -квантов, не нарушают корреляцию фаз ядерных возбуждений в промежуточном состоянии. Переброс ядер на другой энергетический подуровень дает возможность увидеть спонтанный распад промежуточного возбужденного состояния. Высокая интенсивность вспышки γ -излучения после инверсии (рис.4в) свидетельствует о соизмеримости амплитуд падающей и рассеянной волн, что в свою очередь говорит о *направленности переизлучения γ -квантов и когерентном усилении радиационного канала при спонтанном распаде промежуточного возбужденного состояния.*

Литература

1. Афанасьев А.М., Каган Ю. Письма в ЖЭТФ, 1965, 2, 165.
 2. Smirnov G.V. Hyperfine Interactions, 1986, 27, 203; Van Buerck U. Hyperfine Interactions, 1986, 27, 219.
 3. Shvyd'ko Yu.V., Smirnov G.V. Journal Phys.: Cond. Matter. 1989, 1, 10563.
 4. Rueffer R., Gerdau E., Grote M., Hollatz R., Roehlsberger R. Rueter H.D., Sturhahn W. Hyperfine Interactions, 1990, 61, 1279.
 5. Попов С.Л., Смирнов Г.В., Швьдько Ю.В. Письма в ЖЭТФ, 1989, 49, 651; Popov S.L., Smirnov G.V., Shvyd'ko Yu.V. Hyperfine Interactions, 1990, 58, 2463.
 6. Артемьев А.Н., Складьевский В.В., Смирнов Г.В., Степанов Е.П. ЖЭТФ, 1972, 68, 1390.
 7. Kolotov O.S., Pogozhev V.A., Smirnov G.V., Shvyd'ko Yu.V., Kadeckova S., Kotrbova M., Novak J. Phys. Stat. Sol. (a), 1982, 72, k197-k201.
 8. Смирнов Г.В., Швьдько Ю.В., Колотов О.С., Погожев В.А., Котрбова М., Кадечкова С., Новак Й. ЖЭТФ, 1984, 86, 1495.
 9. Смирнов Г.В., Швьдько Ю.В., Реало Э. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 33; Смирнов Г.В., Швьдько Ю.В. Письма в ЖЭТФ, 1986, 44, 431.
 10. Швьдько Ю.В., Смирнов Г.В., Попов С.Л., Хертрих Т. Письма в ЖЭТФ, 1991, 53, 63.
-