

# Коллапс и возрождение электронного спинового эха примесных ионов $\text{Yb}^{3+}$ на скрытых частотных гребенках сверхтонких взаимодействий в монокристалле $\text{Y}_2\text{SiO}_5$

Н. К. Соловаров<sup>+</sup>, А. А. Суханов<sup>+</sup>, В. Ф. Тарасов<sup>+1)</sup>, Ю. Д. Заварцев\*, С. А. Кутовой\*

<sup>+</sup>Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки “Федеральный исследовательский центр “Казанский научный центр Российской академии наук”, 420029 Казань, Россия

\*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 9 февраля 2022 г.

После переработки 22 февраля 2022 г.

Принята к публикации 22 февраля 2022 г.

Обнаружены коллапс и возрождение сигналов электронного спинового эха Хана, возбуждаемого на электронно-ядерных спиновых уровнях примесного иона  $^{173}\text{Yb}^{3+}$  в ортосиликате иттрия ( $\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ). Предложена модель явления, основанная на объединении обычного механизма формирования двухимпульсного эха Хана и механизма формирования сигналов эха на скрытых в неоднородной ширине резонансных линий спиновых частотных гребенках, обязанных сверхтонкому взаимодействию электронного спина  $\text{Yb}^{3+}$  с окружающими ядерными спинами  $^{89}\text{Y}$ .

DOI: 10.31857/S1234567822060088

**Введение.** Диэлектрические кристаллы, легированные редкоземельными ионами, активно изучаются в качестве материалов, подходящих для практической реализации твердотельных квантовых информационных систем, включая квантовые вычисления и квантовую память [1–4]. В качестве кристаллической матрицы для квантовой памяти оптического и микроволнового диапазонов большое внимание привлекают монокристаллы ортосиликата иттрия  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$  (YSO), моноизотопно легированные нечетными изотопами редкоземельных элементов с ненулевым значением ядерного спина [5–12]. Это связано с тем, что электронно-ядерные спиновые системы этих ионов позволяют реализовать обратимый перенос квантовой информации между фотонами и электронно-ядерными спиновыми уровнями, обладающими при низких температурах длительным временем фазовой памяти [13–16]. Моноизотопный состав примесных ионов позволяет достичь оптимальной оптической плотности резонансной среды при минимальной концентрации примесей. При этом уменьшается неоднородное уширение резонансных переходов примесных ионов и предотвращается уменьшение времени жизни когерентности в электронно-ядерной спиновой системе за счет взаимодействия с другими, неактивными, изотопа-

ми. Перспективы реализации квантовой памяти на нечетных изотопах примесных ионов  $\text{Yb}^{3+}$  в YSO также активно обсуждаются в последнее десятилетие [17–20].

Были определены параметры сверхтонкого взаимодействия (СТВ) электронного спина иттербия с ядерными спинами  $^{171}\text{Yb}$  и  $^{173}\text{Yb}$  в монокристалле YSO, легированном иттербием с природным содержанием изотопов [17] и с ядерными спинами  $^{171}\text{Yb}$  в моноизотопно легированном YSO [18]. В работах [19–21] измерены времена жизни когерентных состояний электронно-ядерных спиновых систем изотопа  $^{171}\text{Yb}$  в YSO в оптическом и микроволновом диапазонах.

Данная работа посвящена исследованию импульсными методами электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) примесных ионов  $^{173}\text{Yb}^{3+}$  в моноизотопно легированном монокристалле YSO. При этом обнаружена аномальная немонотонная зависимость интенсивности сигналов двухимпульсного эха Хана от временной задержки между импульсами. Обсуждается физическая природа данного явления.

**Образцы и условия эксперимента.** Изотопически чистый монокристалл YSO, в котором присутствовал только один изотоп кремния  $^{28}\text{Si}$ , не обладающий собственным ядерным моментом, был выращен в слабо окислительной атмосфере методом Чохральского на промышленной установке “Кристалл-3М” из расплава, содержащего 0.001 ат. % иттербия,

<sup>1)</sup>e-mail: tarasov@kfti.knc.ru

обогащенного изотопом  $^{173}\text{Yb}$  (92.7%). Кристаллическая структура YSO характеризуется моноклинной симметрией  $I2/a$  с параметрами элементарной ячейки  $a = 1.04$  нм,  $b = 0.67$  нм,  $c = 1.25$  нм [22] и имеет одну ось симметрии второго порядка  $b$  с перпендикулярной ей плоскостью скользящего отражения. Примесные ионы иттербия могут замещать иттрий в двух структурно неэквивалентных позициях 1 и 2 (site 1 и site 2) с точечной группой симметрии  $C_1$  [17]. В обозначениях [22] это позиции Y2 и Y1, соответственно. Каждая из этих позиций имеет по две магнитно неэквивалентные позиции, которые становятся эквивалентными, если внешнее магнитное поле направлено параллельно оси  $b$  или лежит в плоскости  $(ac)$ . Измерения проводились для иона  $^{173}\text{Yb}^{3+}$  при ориентации магнитного поля близкой к направлению кристаллографической оси  $c$  на спектрометре ЭПР ELEXSYS E680 с диэлектрическим резонатором ER4118MD5-W1 в X-диапазоне при температуре 7 К. Образец для измерений был вырезан в виде параллелограмма размерами  $2 \times 2.5 \times 3$  мм. Для возбуждения сигналов эхо использовалась двух-импульсная последовательность Хана ( $\pi/2 - \tau - \pi - \tau$ -echo) с длительностями первого ( $\pi/2$ ) и второго ( $\pi$ ) импульсов  $\tau_1 = 16$  нс и  $\tau_2 = 32$  нс соответственно. Задержка между импульсами  $\tau$  изменялась от 180 до 32736 нс с шагом 32 нс.

**Результаты и обсуждение.** На рисунке 1 представлен эхо-детектированный спектр ЭПР монокристалла YSO, легированного ионами  $^{173}\text{Yb}^{3+}$ , замещающими иттрий в кристаллографической позиции 1. Спектр представляет собой зависимость интегральной интенсивности двух-импульсного спинового эхо от магнитного поля при задержке между импульсами  $\tau = 320$  нс.

Магнитные свойства основного состояния  $\text{Yb}^{3+}$  в YSO характеризуются эффективным спином  $S = 1/2$  с сильно анизотропным эффективным  $g$ -фактором ( $0.31 < |g_{\text{eff}}| < 6.53$  и  $0.13 < |g_{\text{eff}}| < 3.3$  для  $\text{Yb}^{3+}$  в позициях 1 и 2 соответственно) [18]. Ядерный спин изотопа  $^{173}\text{Yb}$   $I = 5/2$ . Поэтому каждый электронный уровень расщепляется на  $2I + 1 = 6$  ядерных подуровней. Между электронно-ядерными подуровнями возможны 6 “разрешенных” переходов, происходящих без изменения проекции ядерного спина на ось квантования ( $\Delta I_z = 0$ ), и “запрещенные” переходы, происходящие с изменением величины  $I_z$ .

Резонансные линии на рис. 1 образуют 7 групп. Шесть из них соответствуют числу разрешенных переходов для изотопа  $^{173}\text{Yb}$ . Эти переходы обозначены вертикальными линиями в нижней части рис. 1. Направление магнитного поля было отклонено от

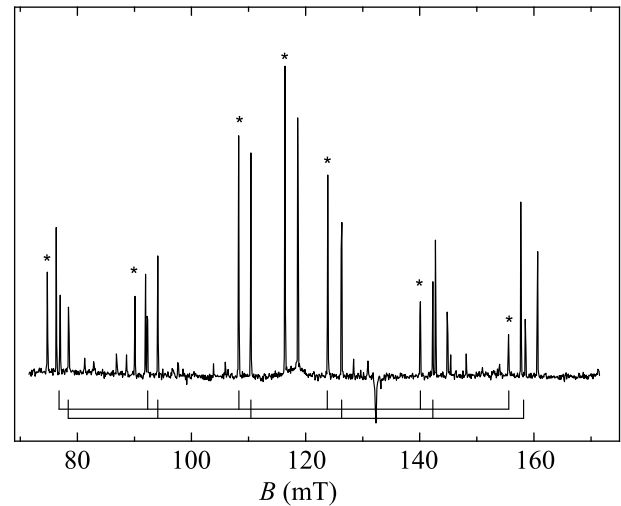


Рис. 1. Эхо-детектированный спектр монокристалла YSO, легированного ионами  $^{173}\text{Yb}^{3+}$ . Частота спектрометра 9.64 ГГц, температура 7 К. Линиями в нижней части рисунка отмечены разрешенные резонансные переходы для двух магнитно неэквивалентных ионов  $^{173}\text{Yb}^{3+}$  в позиции 1. Звездочками отмечены резонансные переходы, для которых измерялась временная зависимость спада сигнала эхо

плоскости  $ac$  на  $7^\circ$ . Поэтому в каждой группе присутствуют пары линий, соответствующие двум магнитно неэквивалентным ионам. В центре спектра находятся две линии, обязанные присутствию в образце четных изотопов иттербия с  $I = 0$ . Для двух низкополевых и высокополевых групп линий, соответствующих  $I_z = \pm 3/2$  и  $I_z = \pm 5/2$ , в спектре присутствуют дополнительные пары линий. Природа появления этих линий достоверно не установлена. В [17] высказывается предположение, что эти линии могут быть обязаны “запрещенным” переходам с участием квадрупольных взаимодействий. Ширина резонансных переходов на спектре составляет около 0.15 мТл, что соответствует  $\Delta\nu = 12$  МГц в единицах частоты. Это меньше ширины спектра возбуждающих импульсов (54 и 27 МГц для  $\tau_1 = 16$  и  $\tau_2 = 32$  нс, соответственно). Поэтому можно считать, что возбуждение носит неселективный характер, при котором микроволновые импульсы действуют на все спины, присутствующие в неоднородно уширенном резонансном переходе.

Самым простым способом определения времени релаксации когерентности электронных спиновых систем является измерение временной зависимости интенсивности сигналов двух-импульсного эхо Хана при увеличении времени задержки между импульсами. На рисунке 2 представлены временные зависимости интегральной интенсивности сигналов эхо, полу-

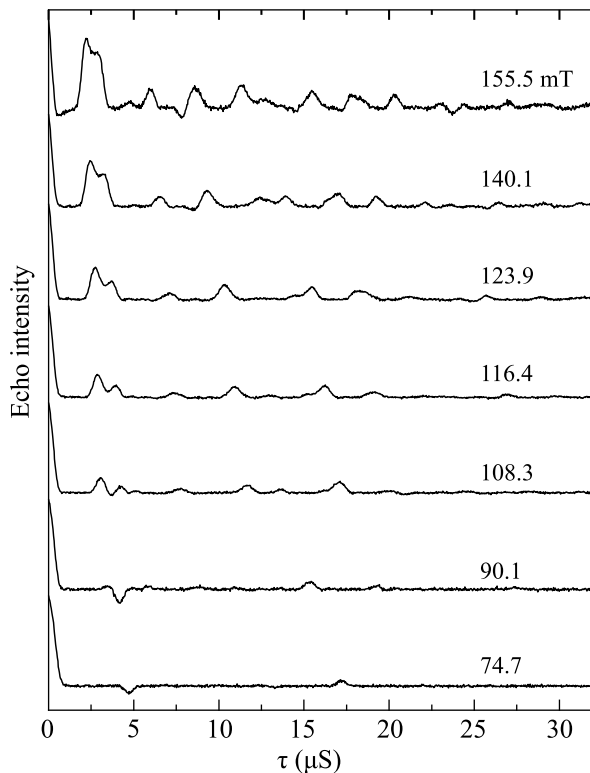


Рис. 2. Временная зависимость интегральной интенсивности сигналов спинового эхо для ионов  $\text{Yb}^{3+}$  в YSO. Цифры соответствуют величине магнитного поля, при которой проводились измерения.  $T = 7 \text{ K}$

ченные для переходов, отмеченных на рис. 1 звездочками. Видно, что эти зависимости существенно отличаются от обычного экспоненциального спада интенсивности, поэтому определение времени релаксации когерентности в таких условиях требует специального исследования. Для всех резонансных линий при увеличении  $\tau$  быстро, за время около 1 мкс, наблюдается спад сигналов эхо вплоть до их исчезновения (collapse), а затем происходит возрождение (revival) сигналов эхо при определенных значениях интервала  $\tau$ . При малых магнитных полях (74.7 мТл, 90.1 мТл) единичные сигналы эхо появляются только при определенных значениях  $\tau$ . Используемые нами термины коллапс-возрождение первоначально были введены при теоретическом описании динамики населенности и когерентности двухуровневого атома в резонансном слабом (несколько фотонов) одномодовом квантованном поле [23, 24]. Предсказанная и экспериментально обнаруженная квазипериодическая по времени динамика была обусловлена квантовой (дискретное число фотонов: 0, 1, 2, ...) природой электромагнитного поля [25, 26].

Те же термины использованы при описании динамики одиночных фотонов в квантовой памяти на

основе ансамбля холодных атомов [27] и для качественной характеристики наблюдаемой нерегулярной зависимости интенсивности фотонного эхо от  $\tau$  на ионах эрбия в YSO [28]. В последнем случае число фотонов в когерентном поле возбуждающих импульсов было большим, и квантовые (дискретные) свойства поля не играли роли. В рассматриваемом нами случае электронного спинового эхо квантовые свойства поля тоже несущественны, и мы используем термины “коллапс-возрождение” эха для качественного отличия наблюдаемых зависимостей интенсивности двух-импульсного эха от известных случаев модуляции временного спада сигналов эхо (electron spin echo envelope modulation, ESEEM) [29–31].

Известные периодические по времени сигналы эха наблюдаются в случае одноимпульсного возбуждения многочастичных систем, спектр которых представляет собой периодическую дискретную последовательность зубцов с частотным интервалом  $\Delta$  (эхо на частотной гребенке – frequency comb echo). Первая наглядная модель формирования таких сигналов предложена в работе [32] на примере динамики ансамбля  $(N + 1)$  осцилляторов с собственными частотами  $\Omega_n = \Omega + n\Delta$  ( $n = 0, 1, 2, \dots, N$ ,  $\Delta < \Omega$ ). Одновременно возбужденные осцилляторы из-за разности собственных частот через время  $t$  приобретут сдвиг фаз  $\delta\varphi(n) = 2\pi n\Delta t$ . При  $t = T = 1/\Delta$  все маятники сфазированы и сформируют сигнал эхо. Такие сигналы эхо будут формироваться периодически при  $t = mT$ , ( $m = 1, 2, 3, \dots$ ).

Точно так же после возбуждающего импульса возникают сигналы эхо от оптической частотной гребенки вследствие периодической конструктивной интерференции ансамбля поперечных компонент дипольных моментов (когерентностей), прецессирующих с отличающимися на  $2\pi\Delta n$  угловыми скоростями. В оптическом диапазоне частотные гребенки формируются искусственно в спектрах неоднородно уширенных резонансных переходов [20, 33]. Развитие методов создания и применения оптических гребенок и решеток представлено в обзорах [34, 35]. В микроволновом диапазоне естественные частотные гребенки, на которых наблюдались периодические сигналы эхо после одного импульса, представляли хорошо разрешенную сверхтонкую структуру резонансных переходов между электронными спиновыми уровнями, обусловленную сверхтонким взаимодействием электронного спина с близлежащими ядерными спинами [36, 37]. В нашем случае при возбуждении одного резонансного перехода резонансные линии (см. рис. 1) имеют гауссову форму, т. е. явной разрешен-

ной структуры в форме частотной гребенки не наблюдается.

Для проверки связи наблюдаемого эффекта коллапса-возрождения эха Хана с возможным наличием скрытых в неоднородной ширине линий частотных гребенок мы провели фурье-анализ временной зависимости сигналов эхо. Преобразование было выполнено в программном пакете Xerf (XerfSoftware) фирмы Брукер. Результаты представлены на рис.3. Оказалось, что в малых

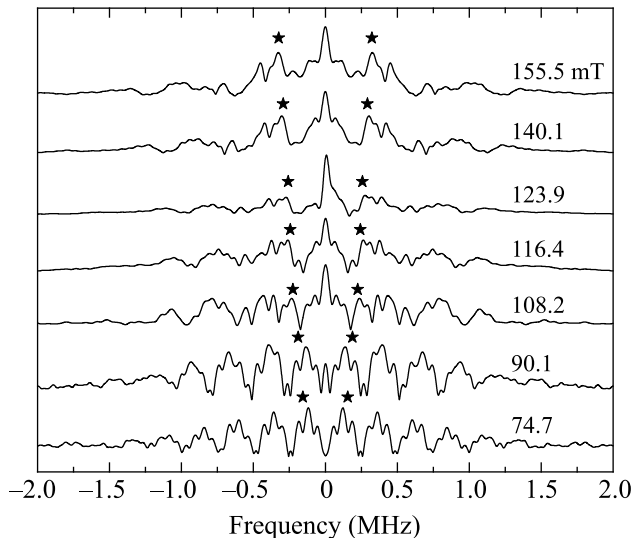


Рис.3. Спектры Фурье, соответствующие временным зависимостям сигналов эхо на рис.2. Звездочками отмечена величина зеемановского расщепления ядерного спина  $^{89}\text{Y}$  в соответствующем магнитном поле

магнитных полях в спектре Фурье присутствуют хорошо выраженные гребенки равномерно распределенных частот, параметры которых зависят от величины магнитного поля. Для магнитного поля 74.7 мТл присутствуют две гребенки с частотными интервалами  $\Delta_1 = 0.244$  МГц и  $\Delta_2 = 0.061$  МГц. При увеличении магнитного поля до 90.1 мТл частотные интервалы гребенок увеличиваются до  $\Delta_1 = 0.264$  МГц и  $\Delta_2 = 0.067$  МГц. В более сильных полях частотные гребенки теряют свою регулярность и размываются.

Существует принципиальное отличие между эхо после одного импульса на естественной частотной гребенке со спектрально разрешенными зубцами [36, 37] и нашим случаем коллапса и возрождения эхо в двух-импульсной последовательности Хана на скрытой в неоднородной ширине линии частотной гребенке. В обоих случаях после возбуждающего импульса происходит интерференционное сложение поперечных компонент дипольных моментов ансамбля

атомов, в спектре каждого из которых существуют одинаковые частотные гребенки. Но одновременно существуют механизмы неоднородного уширения, сдвигающие случайным образом частотные гребенки разных атомов относительно друг друга и определяющие форму линии зубцов и всей резонансной линии. Поэтому одновременно происходят два интерференционных процесса – расфазирование-сфазирование компонент частотных гребенок на каждом атоме и расфазирование-сфазирование частотных гребенок разных атомов при двух-импульсном возбуждении эха Хана. Соотношение характерных времен этих двух процессов определяет возможность формирования эха на частотной гребенке. В работах [20, 33, 36, 37] время обратимой расфазировки поперечных компонент дипольного момента (обратное ширине зубцов) значительно превышает период формирования сигналов эхо на частотной гребенке  $T$ , поэтому наблюдается эхо после одного импульса. В нашем случае эхо такого типа после первого  $\pi/2$  импульса не возникает, так как вследствие большой неоднородной ширины резонансного перехода  $\Delta\nu = 12$  МГц время спада сигнала свободной индукции  $T_2^* = 1/2\pi\Delta\nu = 0.13$  мкс много короче времени формирования эхо от частотных гребенок  $T_i = 1/\Delta_i$ . Другими словами – расфазирование гребенок происходит значительно быстрее, чем сфазировуются зубцы гребенки на каждом атоме.

В то же время частотные гребенки, скрытые в неоднородной ширине резонансного перехода, проявляются в двух-импульсной последовательности Хана за счет механизма переноса когерентности между зубцами частотной гребенки во время второго импульса аналогично хорошо известному в импульсном ЭПР эффекту ESEEM [29–31]. Двух-импульсный ESEEM в электронно-ядерных спиновых системах возникает вследствие интерференции поперечных компонент электронного спина, которые прецессируют во вращающейся системе координат с различными частотами, определяющимися спектром сверхтонких взаимодействий (СТВ) электронного спина с близлежащими ядерными спинами. Наблюдаемый нами коллапс-возрождение двух-импульсного эха Хана обусловлен двумя причинами: 1) наличием частотной гребенки в спектре СТВ иона  $\text{Yb}^{3+}$  с близлежащими ядрами  $^{89}\text{Y}$  и 2) переносом когерентности между зубцами гребенки во время второго импульса. Сигнал эхо возникает при совпадении временной задержки между двумя импульсами со временем формирования эхо от частотной гребенки  $\tau = mT$ . При  $m = 1$  частотная гребенка с интервалом  $\Delta_1 = 0.244$  МГц должна формировать спино-

вое эхо при  $\tau_1 = 1/\Delta_1 = 4.1$  мкс, а гребенка с интервалом  $\Delta_2 = 0.061$  МГц должна формировать эхо при  $\tau_2 = 1/\Delta_2 = 16.4$  мкс. Экспериментально сигналы эхо наблюдаются при очень близких значениях  $\tau$ , равных 4.75 и 17.2 мкс, соответственно. Мы полагаем, что две группы ядерных спинов, формирующих гребенки с  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ , могут принадлежать ядрам иттрия в первой и второй координационных сферах иона иттербия, соответственно. Анализ взаимосвязи между спектром частотной гребенки и характером сигналов эхо выходит за рамки данной статьи и будет представлен в отдельной публикации. Обсудим причину формирования гребенчатого спектра СТВ ионов  $\text{Yb}^{3+}$  в YSO. Во многих случаях СТВ электронного спина с соседними ядерными спинами носит диполь-дипольный характер, и энергия взаимодействия зависит как от расстояния между спинами, так и от ориентации взаимодействующих магнитных моментов относительно радиус-векторов, соединяющих спины. В высокосимметричной кристаллической решетке энергия СТВ электронного спина с эквивалентными соседними ядерными спинами одинакова. В таких условиях сверхтонкая структура спектра электронного перехода представляет эквидистантную гребенку [38]. Именно по такому механизму сформирована частотная гребенка в [36].

В монокристалле YSO лигандное окружение примесного иона имеет низкую симметрию. В таком случае форму спектра СТВ в виде частотной гребенки можно объяснить, если предположить, что значительную роль в СТВ играет контактное взаимодействие Ферми, которое не зависит от взаимной ориентации взаимодействующих магнитных моментов и соединяющего их радиус-вектора. В кристаллической решетке YSO расстояния между примесным редкоземельным ионом и ионами иттрия в первой координационной сфере отличаются не очень сильно. Для  $\text{Yb}^{3+}$  в позиции 1 эти расстояния лежат в пределах 3.45–3.74 нм [39]. Поэтому при контактном взаимодействии Ферми энергия СТВ иона  $\text{Yb}^{3+}$  со всеми ионами иттрия первой координационной сферы будет примерно одинакова, и спектр СТВ будет иметь вид эквидистантной решетки.

Сильная зависимость формы сверхтонкой частотной гребенки от величины магнитного поля объясняется большой анизотропией электронного  $g$ -фактора. В этом случае направление магнитного момента электронного спина не совпадает с направлением внешнего магнитного поля. Если представить СТВ в виде произведения ядерного магнитного момента на какое-то эффективное сверхтонкое поле [40], то полное магнитное поле, относительно которого кван-

туется ядерный спин, будет суммой сверхтонкого и внешнего магнитных полей. При изменении величины внешнего магнитного поля направление полного магнитного поля и направление оси квантования ядерного спина изменяются [40, 41]. В малых магнитных полях, когда зеемановская энергия ядерного спина меньше энергии СТВ, ось квантования будет близка к направлению эффективного сверхтонкого поля. Частота перехода между ядерными уровнями будет определяться, в основном, СТВ, а несекулярные по отношению к оси квантования компоненты внешнего магнитного поля не будут влиять на частоту модуляции в ESEEM. В противоположном случае, когда зеемановская энергия ядер во внешнем магнитном поле превышает энергию СТВ, ось квантования ядерных спинов будет близка к направлению внешнего магнитного поля, а несекулярные компоненты эффективного сверхтонкого поля не будут влиять на величину расщепления между ядерными уровнями. При этом возрастает роль анизотропного диполь-дипольного взаимодействия, и эквидистантная частотная гребенка распадается на набор частот, индивидуальных для каждого ядра иттрия. На рисунке 3 видно, что в нашем случае энергия СТВ и зеемановская энергия ядерных спинов одного порядка. Поэтому поворот оси квантования ядерных спинов, связанный с изменением величины внешнего магнитного поля, кардинально меняет характер ESEEM.

### Выводы.

1. Импульсными методами ЭПР-спектроскопии исследованы особенности модуляции временного спада интенсивности двух-импульсного эхо Хана (ESEEM) для примесных ионов  $\text{Yb}^{3+}$  в монокристалле ортосиликата иттрия  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$ , моноизотопно легированном изотопом  $\text{Yb-173}$ . Измерения проведены при семи различных значениях внешнего магнитного поля, соответствующих разрешенным резонансным переходам для шести различных состояний ядерного спина  $\text{Yb-173}$  с величиной ядерного спина  $Y = 5/2$ , и одного резонансного перехода, соответствующего четным изотопам иттербия, присутствующим в образце в виде неконтролируемой примеси.

2. Установлено, что характер ESEEM сильно зависит от величины магнитного поля, в котором проводились измерения. В малых магнитных полях временная зависимость сигналов эхо после второго возбуждающего импульса характеризуется быстрым коллапсом за время 1–2 мкс и последующим возрождением на временах 15–20 мкс. Фурье-анализ временной зависимости ESEEM показал, что коллапс и воз-

рождение сигналов эхо могут быть связаны с особенностью частотного спектра СТВ электронного спина иттербия с ядерными спинами соседних ионов иттрия, в малых магнитных полях имеющего форму эквидистантных частотных гребенок. Появление сигналов эхо после второго возбуждающего импульса происходит при сфазировании компонент частотных гребенок на каждом примесном ионе и одновременном сфазировании частотных гребенок разных ионов при двух-импульсном возбуждении эха Хана.

3. Гребенчатый вид спектра СТВ обусловлен большим вкладом контактного взаимодействия Ферми в СТВ электронного спина иттербия с ядерными спинами иттрия, энергия которого не зависит от взаимной ориентации ядерного и электронного магнитных моментов относительно соединяющего их радиус-вектора.

4. Спектр СТВ электронных спинов иттербия и ядерных спинов иттрия сильно зависит от величины внешнего магнитного поля. Эта зависимость возникает вследствие изменения направления пространственной оси квантования ядерных спинов при изменении величины внешнего магнитного поля в условиях конкуренции разнонаправленных внешнего и сверхтонкого магнитных полей, действующих на ядерный спин.

1. H. de Riedmatten, M. Afzelius, M. U. Staudt, C. Simon, and N. Gisin, *Nature* **456**, 773 (2008).
2. C. W. Thiel, T. Böttger, and R. L. Cone, *J. Lumin.* **131**, 353 (2011).
3. M. Bonarota, J.-L. Le Gouët, and T. Chanelière, *New J. Phys.* **13**, 013013 (2011).
4. C. W. Thiel, R. M. Macfarlane, Y. Sun, T. Böttger, N. Sinclair, W. Tittel, and R. L. Cone, *Laser Phys.* **24**, 106002 (2014).
5. M. Rancic, M. P. Hedges, R. L. Ahlefeldt, and M. J. Sellars, *Nature Phys.* **14**, 50 (2018).
6. Y.-H. Chen, X. Fernandez-Gonzalvo, S. P. Horvath, J. V. Rakonjac, and J. J. Longdell, *Phys. Rev. B* **97**, 024419 (2018).
7. G. Wolfowicz, H. Maier-Flaig, R. Marino, A. Ferrier, H. Vezin, J. J. L. Morton, and Ph. Goldner, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 170503 (2015).
8. G. Dold, C. W. Zollitsch, J. O'Sullivan, S. Welinski, A. Ferrier, Ph. Goldner, S. E. de Graaf, T. Lindstrom, and J. J. L. Morton, *Phys. Rev. Appl.* **11**, 054082 (2019).
9. R. M. Eremina, V. F. Tarasov, K. B. Konov, T. P. Gavrilova, A. V. Shestakov, V. A. Shustov, S. A. Kutovoi, and Yu. D. Zavartsev, *Appl. Magn. Reson.* **49**, 53 (2018).
10. M. Gündogan, P. M. Ledingham, K. Kutluer, M. Mazzer, and H. de Riedmatten, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 230501 (2015).
11. P. Jobez, C. Laplane, N. Timoney, N. Gisin, A. Ferrier, Ph. Goldner, and M. Afzelius, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 230502 (2015).
12. A. A. Суханов, В. Ф. Тарасов, Ю. Д. Заварцев, А. И. Загуменный, С. А. Кutowой, *Письма в ЖЭТФ* **108**, 211 (2018) [A. A. Sukhanov, V. F. Tarasov, Yu. D. Zavartsev, A. I. Zagumennyi, and S. A. Kutovoi, *JETP Lett.* **108**, 210 (2018)].
13. A. Louchet, Y. Le Du, F. Bretenaker, T. Chaneliere, F. Goldfarb, I. Lorgere, J.-L. Le Gouët, O. Guillot-Noel, and Ph. Goldner, *Phys. Rev. B* **77**, 195110 (2008).
14. M. Afzelius, I. Usmani, A. Amari, B. Lauritzen, A. Walther, C. Simon, N. Sangouard, J. Minar, H. de Riedmatten, N. Gisin, and S. Kroll, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 040503 (2010).
15. M. Lovrić, D. Suter, A. Ferrier, and Ph. Goldner, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 020503 (2013).
16. M. Zhong, M. P. Hedges, R. L. Ahlefeldt, J. G. Bartholomew, S. E. Beavan, S. M. Wittig, J. J. Longdell, and M. J. Sellars, *Nature* **517**, 177 (2015).
17. S. Welinski, A. Ferrier, M. Afzelius, Ph. Goldner, *Phys. Rev. B* **94**, 155116 (2016).
18. A. Tiranov, A. Ortu, S. Welinski, A. Ferrier, Ph. Goldner, N. Gisin, and M. Afzelius, *Phys. Rev. B* **98**, 195110 (2018).
19. H.-J. Lim, S. Welinski, A. Ferrier, Ph. Goldner, J. J. L. Morton, *Phys. Rev. B* **97**, 064409 (2018).
20. M. Businger, A. Tiranov, K. T. Kaczmarek, S. Welinski, Z. Zhang, A. Ferrier, Ph. Goldner, and M. Afzelius, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 053606 (2020).
21. A. Ortu, A. Tiranov, S. Welinski, F. Fröwis, N. Gisin, A. Ferrier, Ph. Goldner, and M. Afzelius, *Nature Mater.* **17**, 671 (2018).
22. Б. А. Максимов, Ю. А. Харитонов, В. В. Илюхин, Н. В. Белов, *ДАН* **183**, 1072 (1968) [B. A. Maksimov, Yu. A. Kharitonov, V. V. Ilyukhin, and N. V. Belov, *Sov. Phys. Dokl.* **13**, 1313 (1968)].
23. J. H. Eberly, N. B. Narozhny, and J. J. Sanchez-Mondragon, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1323 (1980).
24. N. B. Narozhny, J. J. Sanchez-Mondragon, and J. H. Eberly, *Phys. Rev. A* **23**, 236 (1981).
25. G. Rempe, H. Walther, and N. Klein, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 353 (1987).
26. M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond, and S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1800 (1996).
27. D. N. Matsukevich, T. Chanelie're, S. D. Jenkins, S.-Y. Lan, T. A. B. Kennedy, and A. Kuzmich, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 033601 (2006).
28. B. Car, J.-L. Le Gouët, and T. Chaneliere, *Phys. Rev. B* **102**, 115119 (2020).

29. W. V. Mims, *Phys. Rev. B* **5**, 2409 (1972).
30. К. М. Салихов, А. Г. Семенов, Ю. Д. Цветков, *Электронное спиновое эхо и его применение*, Наука, Новосибирск (1976), гл. 5 [К. М. Salikhov, A. G. Semenov, Yu. D. Tsvetkov, *Electron spin echo and its application* (on Russian), Nauka, Novosibirsk (1976), ch. 5].
31. A. Schweiger, G. Jeschke, *Principles of Pulse Electron Paramagnetic Resonance*, Oxford Univ. Press, N.Y. (2001), ch. 10.
32. Б. Я. Дубецкий, В. П. Чеботаев, *Письма в ЖЭТФ* **41**, 267 (1985) [B. Ya. Dubetskii and V. P. Chebotaev, *JETP Lett.* **41**, 328 (1985)].
33. M. Afzelius, C. Simon, H. de Riedmatten, and N. Gisin, *Phys. Rev. A* **79**, 052329 (2009).
34. Р. М. Архипов, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 636 (2021) [R. M. Arkhipov, *JETP Lett.* **113**, 611 (2021)].
35. T. Fortier and F. Baumann, *Commun. Phys.* **2**, 153 (2019).
36. K. I. Gerasimov, S. A. Moiseev, and R. B. Zaripov, *Appl. Magn. Reson.* **48**, 795 (2017).
37. K. I. Gerasimov, S. A. Moiseev, V. I. Morosov, and R. B. Zaripov, *Phys. Rev. A* **90**, 042306 (2014).
38. А. Абрагам, Б. Блини, *Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов*, Мир, М. (1972), т. 1, гл. 10 [A. Abragam and B. Bleaney, *Electron paramagnetic resonance of transition ions*, Clarendon Press, Oxford (1970), ch. 10].
39. R. F. Likierov, V. F. Tarasov, A. A. Sukhanov, A. V. Shestakov, R. M. Eremina, Yu. D. Zavartsev, and S. A. Kutovoi, *Magnetic Resonance in Solids. Electronic Journal.* **22**, 20201 (2020).
40. J. A. Weil and J. H. Anderson, *J. Chem. Phys.* **35**, 1410 (1961).
41. J. A. Weil and J. R. Bolton, *Paramagnetic Resonance. Elementary Theory and Practical Applications*, second edition, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey (2007), ch. 5.