

Спектроскопия и фотонное эхо на переходе Er^{3+} с малым неоднородным уширением и телекоммуникационной длиной волны в кристалле YPO_4

© К.И. Герасимов¹, Т.Н. Сабиров¹, С.А. Моисеев¹, Э.И. Байбеков², М. Bettinelli³,
М.С. Chou⁴, У.-С. Yen⁴, М.Н. Попова⁵

¹ Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева–КАИ, 420111 Казань, Россия

² Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008 Казань, Россия

³ Dipartimento di Biotecnologie, University of Verona and INSTM, 37134 Verona, Italy

⁴ Department of Materials and Optoelectronic Science, Center of Crystal Research, National Sun Yat-Sen University, 80424 Kaohsiung, Taiwan

⁵ Институт спектроскопии РАН, 108840 Москва, Троицк, Россия

e-mail: kigerasimov@mail.ru

Поступила в редакцию 08.11.2022 г.

В окончательной редакции 08.11.2022 г.

Принята к публикации 06.12.2022 г.

Представлены результаты исследований ионов Er^{3+} на оптическом переходе с телекоммуникационной длиной волны ($\lambda \sim 1530$ nm) в кристалле YPO_4 методами фотонного эха и лазерной спектроскопии высокого разрешения в магнитных полях до 4 Т. Максимальное время когерентности (T_2) составило 113 μs в магнитном поле 4 Т при его ориентации вдоль оптической оси „с“ кристалла. Обсуждены основные источники декогеренции.

Ключевые слова: кристаллы $\text{YPO}_4:\text{Er}$, фотонное эхо, лазерная спектроскопия высокого разрешения, магнитное поле.

DOI: 10.21883/OS.2023.05.55717.69-22

Введение

Диэлектрические кристаллы, активированные редкоземельными ионами (РЗИ), широко используются в качестве лазерных материалов, сцинтилляторов, фосфоров, конверторов оптического излучения. В последнее время РЗИ в кристаллах рассматриваются в качестве одной из многообещающих систем для квантовых информационных технологий [1–6]. Причиной повышенного интереса к РЗИ является большое время когерентности (фазовой релаксации) как для оптических, так и для электронно-ядерных спиновых переходов. Наиболее перспективными с этой точки являются оксидные кристаллы [7,8], где ближайшим окружением РЗИ являются ионы кислорода, для которых природное содержание изотопов ^{17}O с ненулевым ядерным спином очень мало (0.038%). Благодаря этому флип-флоп переходы ядерных спинов ионов кислорода, вызывающих флуктуации локального магнитного поля на РЗИ и определяющих один из основных механизмов декогеренции в системе РЗИ, значительно подавлены. Ярким примером подобного подавления влияния локальных флуктуаций магнитного поля является достижение рекордных значений времен когерентности

Eu^{3+} и Er^{3+} для оптических (2.6 ms [9] и 4.4 ms [10,11]) и электронно-ядерных спиновых (6 h [2] и 1 s [12]) переходов в кристаллах ортосиликата (Y_2SiO_5).

В серии РЗИ только ион Er^{3+} имеет долгоживущее возбужденное состояние с оптическим переходом на телекоммуникационной длине волны ($\sim 1.5 \mu\text{m}$). Эта особенность Er^{3+} в кристаллах делает данный ион особенно перспективным для создания оптической квантовой памяти (КП) и квантового репитера [13] на ее основе для реализации дальнедействующих квантовых коммуникаций [14–17]. Недавно было предложено также использовать ион Er^{3+} для квантового процессинга в масштабируемой платформе нанооптических резонаторов [18–21]. Таким образом, поиск и исследование новых оксидных кристаллов, активированных Er^{3+} , является актуальной задачей для создания перспективных материалов КП и квантового процессинга.

Недавно мы провели измерения спектров высокого разрешения люминесценции и поглощения монокристаллов $\text{YPO}_4:\text{Er}^{3+}$, определили надежные параметры кристаллического поля и расшифровали сверхтонкую структуру спектров поглощения, связанную с нечетным изотопом $^{167}\text{Er}^{3+}$ [22]. В настоящей работе мы пред-

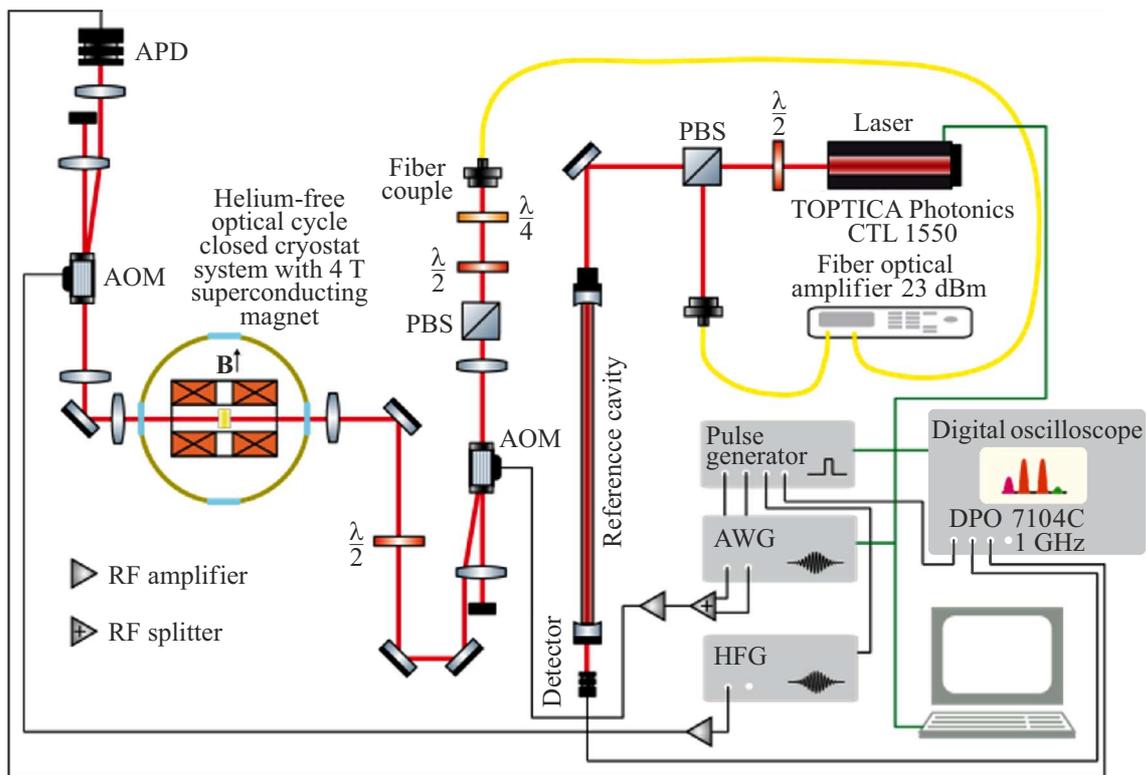


Рис. 1. Упрощенная схема экспериментальной установки для лазерной спектроскопии высокого разрешения и фотонного эха. APD — лавинный фотодиод, PBS — поляризационный светоделитель, AOM — акустооптический модулятор, AWG — генератор сигналов произвольной формы, HFG — генератор высокой частоты.

ставляем результаты исследований оптического перехода ${}^4I_{15/2}(\Gamma_7^1) \rightarrow {}^4I_{13/2}(\Gamma_6^1)$ $Er^{3+} : YPO_4$ ($\lambda \sim 1530$ nm) в магнитных полях до 4 Т, используя методы лазерной спектроскопии высокого разрешения и фотонного эха. Для одного из кристаллов мы наблюдали относительно узкие линии поглощения (~ 70 MHz), что делает данный кристалл перспективным для исследований сверхтонкой структуры оптических переходов. По нашим данным, мы представляем первые экспериментальные результаты об оптических временах когерентности $Er^{3+} : YPO_4$ на этих переходах и их зависимости от величины внешнего магнитного поля. В заключении обсуждаются полученные результаты и перспективы использования кристаллов $YPO_4 : Er^{3+}$ в квантовых устройствах.

Детали эксперимента

Исследовались три образца $YPO_4 : Er^{3+}$ (S1, S2 и S3) с номинальными концентрациями ионов эрбия с ~ 0.1 (S1), 0.01 (S2) и 0.005 at.% (S3). Образцы были выращены в двух лабораториях в разное время. Метод выращивания кристаллов описан в предыдущей работе [22]. Кристаллы имели форму тонких пластинок с размерами $2 \times 1 \times 0.24$, $6 \times 2 \times 0.27$ и $3.7 \times 1.7 \times 0.28$ mm для S1, S2 и S3 соответственно. Направление кристал-

лографической оси „с“ совпадало с наиболее длинным ребром кристалла.

Упрощенная схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В качестве источника света использовался перестраиваемый одномодовый одночастотный диодный лазер (CTL 1500 — TOPTICA Photonics AG). Контроль сканирования частоты излучения лазера осуществлялся с помощью эталонного резонатора. В экспериментах по фотонному эху лазерные импульсы приготавливались путем модуляции интенсивности стационарного лазерного излучения при помощи акустооптического модулятора (AOM). Образцы охлаждались в оптическом криостате замкнутого цикла со сверхпроводящим магнитом. Образец находился в вакууме и охлаждался контактно холодным держателем образца. Температура во всех экспериментах составляла 1.3 К. Поскольку образцы представляли собой тонкие пластинки, в ряде экспериментов для того или иного образца наблюдалось искажение формы линии, которое мы связываем с деформацией образца при охлаждении из-за неудачного приклеивания образца к холодному держателю, как это было показано, например, в работе [23]. Далее в результатах работы приведены данные, когда деформационное искажение либо не наблюдалось (образцы S1 и S2), либо было минимальным (образец S3). К сожалению, получить данные для образца S3

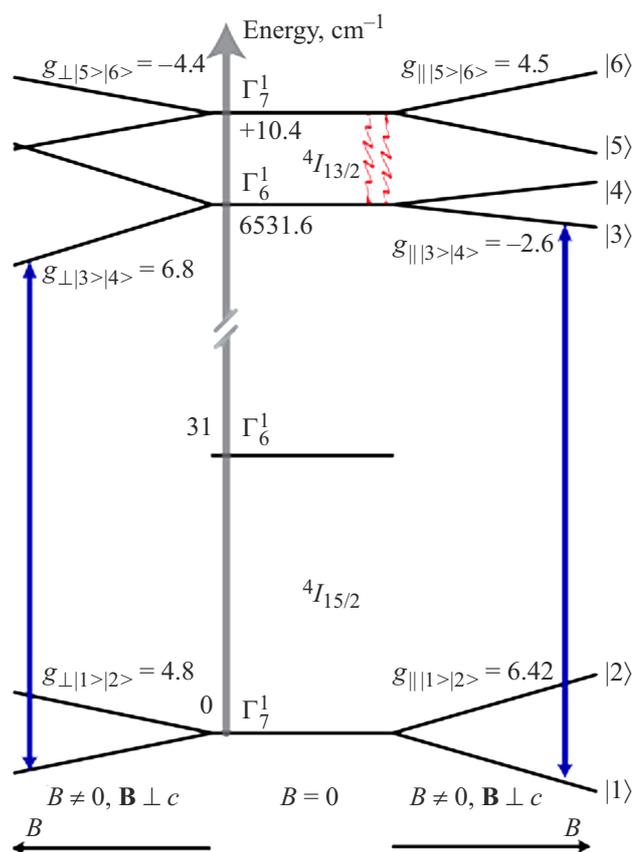


Рис. 2. Диаграмма энергетических уровней иона Er^{3+} в монокристалле YPO_4 при $B = 0$ и при двух ориентациях \mathbf{V} . Синими стрелками показаны переходы, на которых измерялось время фазовой релаксации. Красными волнистыми стрелками обозначен возможный прямой процесс релаксации.

при полном отсутствии деформации не удалось. Спектры пропускания и сигналы фотонного эха регистрировались лавинным фотодиодом APD110C/M (Thorlabs) и цифровым осциллографом DPO7104C.

Результаты и обсуждение

А. Лазерная магнитооптическая спектроскопия высокого разрешения

Упрощенная схема энергетических уровней ионов Er^{3+} в кристалле YPO_4 представлена на рис. 2. Исследовался переход ${}^4I_{15/2}(\Gamma_7^1) \rightarrow {}^4I_{13/2}(\Gamma_6^1)$ с целью измерения величин неоднородного и однородного уширения. Первое возбужденное состояние (Γ_6^1) в основном мультиплете ${}^4I_{15/2}$ имеет достаточно большую энергию (31 cm^{-1}) и поэтому слабо влияет на однородную ширину линии перехода ${}^4I_{15/2}(\Gamma_7^1) \rightarrow {}^4I_{13/2}(\Gamma_6^{\text{ex}})$ при температурах ниже 3–4 К (см. обсуждение в подразделе Б). Противоположный случай имеет место для мультиплета ${}^4I_{13/2}$, где разность энергий между состояниями Γ_6^1 и Γ_7^1 достаточно мала (10.4 cm^{-1}), что может влиять на время когерентности за счет одноквантовых переходов,

определяющих прямые процессы релаксации [24]. Для простоты мы пронумеровали исследуемые квантовые состояния от |1> до |6>, см. правую часть рис. 2.

В спектре поглощения образца S1 на переходе ${}^4I_{15/2}(\Gamma_7^1) \rightarrow {}^4I_{13/2}(\Gamma_6^1)$ наблюдалась очень интенсивная линия с относительно большой спектральной шириной около 600 МГц (FWHM) с коэффициентом поглощения α в максимуме $\sim 110 \text{ cm}^{-1}$ для $\mathbf{E} \perp c$ (\mathbf{E} — вектор электрического поля лазерного излучения) и более 200 cm^{-1} для $\mathbf{E} \parallel c$ (это значение не может быть измерено более точно с помощью нашей методики). Ширины линий центральных пиков, соответствующих четным изотопам Er образцов S2 и S3, достаточно малы и составляют соответственно около 190 и 220 МГц. Большее уширение линии образца S3 по сравнению с S2 мы связываем с небольшой деформацией образца при охлаждении. Коэффициент поглощения в максимуме у образцов S2 (S3) по-прежнему высок, он составлял 25 (7) cm^{-1} и 96 (29) cm^{-1} для $\mathbf{E} \perp c$ и $\mathbf{E} \parallel c$ соответственно. Отношение интегрального коэффициента поглощения $\int \alpha(\nu) d\nu$ в диапазоне частот 8 ГГц ($\mathbf{E} \perp c$) трех образцов составляет 95 : 8 : 3 ($\text{GHz} \cdot \text{cm}^{-1}$), что примерно соответствует соотношению концентраций эрбия в образцах S1–S3.

Во внешнем магнитном поле линия расщепляется на две ($\mathbf{E} \perp c \parallel \mathbf{B}$, $\mathbf{E} \parallel c \perp \mathbf{B}$, $\mathbf{E} \perp c \perp \mathbf{B}$) или четыре ($\mathbf{E} \parallel c \parallel \mathbf{B}$) компоненты в зависимости от поляризации излучения лазера и направления магнитного поля относительно оси c . Зависимость расщепления линии от магнитного поля ниже 1 Т хорошо описывается сдвигами уровней, определяемыми g -факторами основного и возбужденного состояний [22].

Как упоминалось ранее, спектр поглощения образца S2 радикально отличался от спектра поглощения образца S1 более узкими линиями. На рис. 3 показан этот спектр при температуре 1.3 К как при нулевом, так и при магнитном поле 0.18 Т. В отсутствие внешнего магнитного поля спектр поглощения перехода между основным крэмеровским дублетом Γ_7^1 (${}^4I_{15/2}$) и нижним дублетом (Γ_6^1) в мультиплете ${}^4I_{13/2}$ состоит из интенсивной широкой ($\sim 193 \text{ MHz}$) линии поглощения (коэффициент поглощения в максимуме $\sim 95 \text{ cm}^{-1}$ для $\mathbf{E} \parallel c$, \mathbf{V}), которая соответствует четным изотопам эрбия, и более слабых линий ${}^{167}\text{Er}$ лоренцевой формы с ширинами линий 70–80 МГц. Пять четных изотопов Er в сумме имеют наибольший процент в природном содержании (0.14% — ${}^{162}\text{Er}$, 1.6% — ${}^{164}\text{Er}$, 33.6% — ${}^{166}\text{Er}$, 26.8% — ${}^{168}\text{Er}$ и 14.9% — ${}^{170}\text{Er}$, суммарно $\sim 77.1\%$) по сравнению с изотопом ${}^{167}\text{Er}$ ($\sim 22.9\%$). Большая ширина линий четных изотопов связана с неразрешенной изотопической структурой и перекрыванием с линиями иона ${}^{167}\text{Er}$.

В. Фотонное эхо

Для образцов S1 и S3 были измерены зависимости времени фазовой релаксации от магнитного поля. Первый кристалл имеет высокую оптическую плотность,

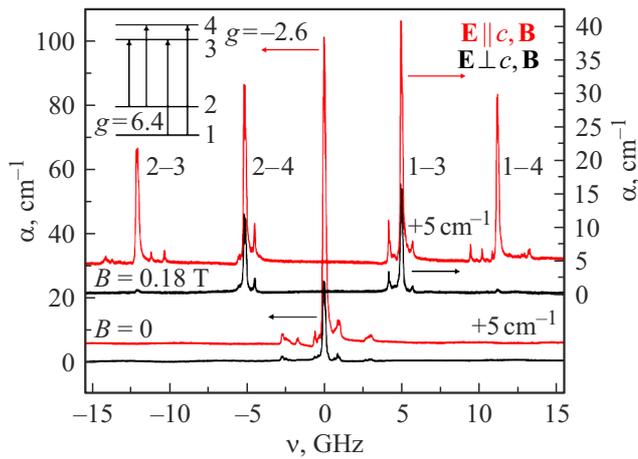


Рис. 3. Спектры поглощения $\text{YPO}_4:\text{Er}^{3+}$ ($c = 0.01$ at.%, образец S2, см. текст) при $T = 1.3$ К и магнитном поле $B = 0$ и 0.18 Т. Спектры с поляризацией света $\mathbf{E} \perp c, \mathbf{B}$ и $\mathbf{E} \parallel c, \mathbf{B}$ показаны черными и красными линиями соответственно. Спектры с поляризацией $\mathbf{E} \parallel c, \mathbf{B}$ для наглядности сдвинуты вверх на 5 cm^{-1} . Центральная линия ($\nu = 0$) при $B = 0$ соответствует частоте 195.812 THz ($\lambda \sim 1531.02 \text{ nm}$). На вставке в верхнем левом углу показана упрощенная схема энергетических уровней ($B > 0$) и переходы между двумя кramerсовскими дублетами. Линии на экспериментальных спектрах отмечены соответствующими номерами начальных и конечных состояний переходов.

что представляет интерес для некоторых протоколов квантовой памяти, например AFC или GEM. Второй кристалл имеет наименьшую концентрацию и интересен с точки зрения получения наибольших времен фазовой релаксации. Предварительные исследования образца S2 показали, что в максимальном магнитном поле (4 Т) время фазовой релаксации было меньше, чем у образца S3, и подробная полевая зависимость для S2 не измерялась.

В образце S1 сигналы фотонного эха имели достаточную большую интенсивность при регистрации в магнитных полях, начиная с 2 Т. Экспериментальные результаты представлены на рис. 4. Зависимость затухания двухимпульсного (первичного) фотонного эха от времени была неэкспоненциальной и аппроксимировалась эмпирической формулой Мимса [25], используемой при наличии спектральной диффузии:

$$I(\tau) = I_0 e^{-2\left(\frac{\tau}{T_M}\right)^x}, \quad (1)$$

где τ — время задержки между двумя возбуждающими лазерными импульсами, параметр x определяет форму кривой спада интенсивности фотонного эха, а T_M — эффективное время фазовой релаксации. Увеличение магнитного поля B приводит к монотонному росту T_M и одновременному уменьшению параметра x (рис. 4). В магнитном поле 4 Т время релаксации T_M достигало $\sim 38(1) \mu\text{s}$ ($x \sim 1$) при $\mathbf{B} \parallel c$ и $\sim 31(1) \mu\text{s}$ ($x \sim 1.1$) при $\mathbf{B} \perp c$.

В образце S3 время фазовой релаксации T_M составляло $\sim 14(1) \mu\text{s}$ при $x \sim 1.3$ в гораздо меньших магнитных полях ($B \sim 0.5 \text{ T}$) по сравнению со случаем образца S1. С увеличением магнитного поля ($\mathbf{B} \perp c$) T_M быстро увеличивалось с одновременным уменьшением параметра x . Так, $T_M = 54(1) \mu\text{s}$ и $x = 1.1$ при $B = 4 \text{ T}$. Для $\mathbf{B} \parallel c$ T_M увеличивалось быстрее и при $B = 4 \text{ T}$ составило $113(3) \mu\text{s}$, но параметр x не изменялся в пределах погрешности эксперимента.

Зависимость эффективной однородной ширины линии от магнитного поля для образца S3 показана на рис. 5. Для образца S1 фотонное эхо возможно было наблюдать (и соответственно измерять время фазовой релаксации) только в магнитных полях, начиная с 2 Т. По этой причине было получено недостаточно экспериментальных данных для объяснения зависимости эффективной однородной ширины от магнитного поля в рамках предлагаемой далее модели. Поэтому эта зависимость приведена только для кристалла S3, где экспериментальные данные получены для магнитных полей от 0.5 до 4 Т.

Для определения доминирующих механизмов фазовой релаксации мы использовали подход [10,11], разработанный для описания фотонного эха. T_M и эффективная ширина линии $1/\pi T_M$ соответственно могут быть связаны с параметрами вещества следующим образом:

$$T_M(B) = \frac{2\Gamma_0}{\Gamma_{SD}R} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{\Gamma_{SD}R}{\pi\Gamma_0^2}} \right), \quad (2)$$

Γ_{SD} — ширина динамического распределения частот переходов за счет диполь-дипольных взаимодействий. Этот вклад в эффективную ширину линии приближенно определяется следующей формулой:

$$\Gamma_{SD} = \frac{\pi}{9\sqrt{3}} \frac{\mu \left| |g_{|1\rangle|2\rangle}| - |g_{|3\rangle|4\rangle}| \right| |g_{env}| \mu_B^2 N}{h} \times \text{sech}^2 \left(\frac{|g_{env}| \mu_B B}{2kT} \right), \quad (3)$$

где $g_{|1\rangle|2\rangle} - g_{\parallel}$ или g_{\perp} основного кramerсовского дублета в зависимости от ориентации образца в магнитном поле; $g_{|3\rangle|4\rangle}$ — то же для дублета Γ_6^1 (${}^4I_{13/2}$), $g_{env} = g_{|1\rangle|2\rangle}$, т.е. мы предполагаем, что основной вклад в Γ_{SD} вносят перевороты спинов примесных ионов Er, а влияние ядерных магнитных моментов Y и P мало, μ — проницаемость вакуума, μ_B — магнетон Бора, h — постоянная Планка. N — плотность спинов, в нашем случае полагаем, что это плотность ионов Er (для S3 $N \approx 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), k — постоянная Больцмана, T — температура. R — характерная скорость процесса спектральной диффузии, определяемая суммой скоростей флип-переходов вверх и вниз возмущенных спинов Er. R имеет следующий вид:

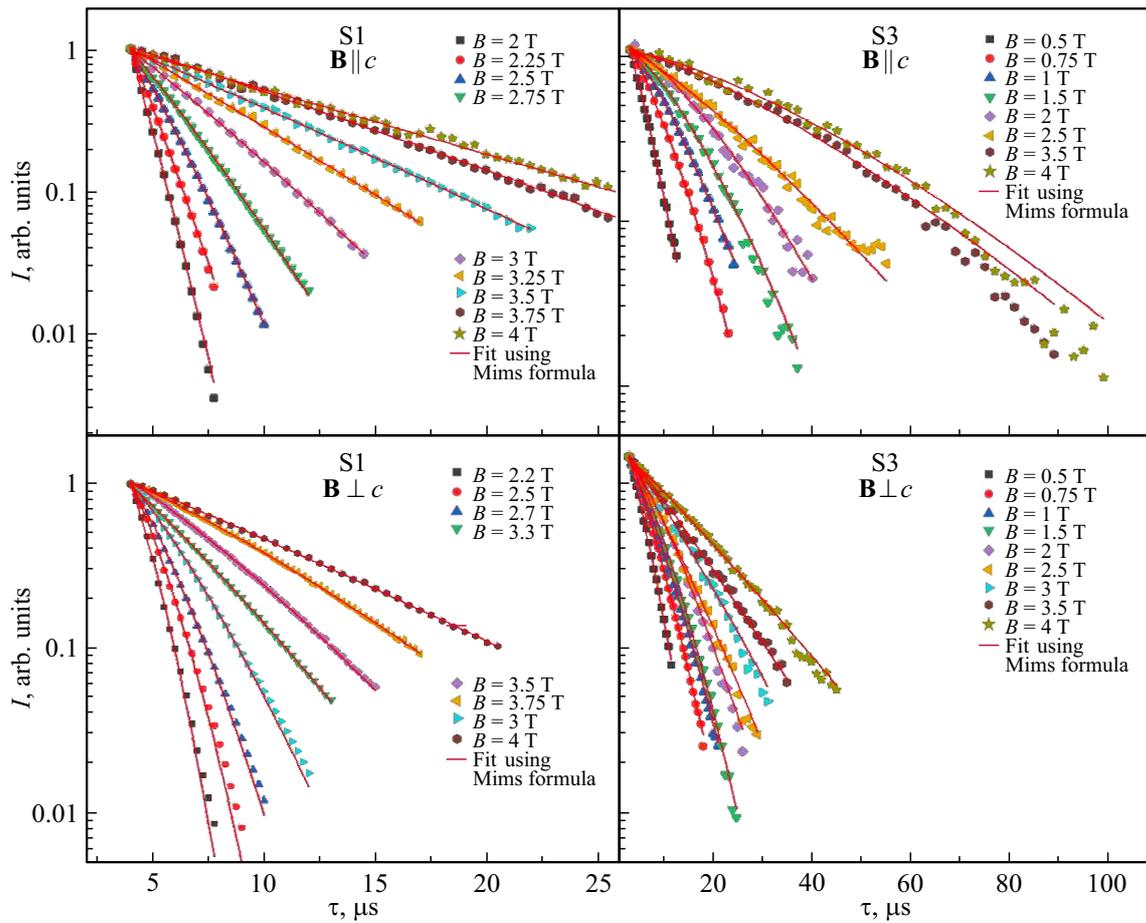


Рис. 4. Спад двухимпульсного фотонного эха в $\text{YPO}_4:\text{Er}^{3+}$ (образцы S1 и S3) при различной величине и ориентации магнитного поля. Верхняя часть — $\mathbf{B} \parallel c$, нижняя — $\mathbf{B} \perp c$. Горизонтальная ось показывает время задержки τ между двумя импульсами возбуждения. Красные кривые — аппроксимация результатов с использованием формулы Мимса.

$$R(B) = \alpha_D |g_{\text{env}}|^3 B^5 \coth\left(\frac{|g_{\text{env}}| \mu_B B}{2kT}\right) + \alpha_{ff} g_{\text{env}}^4 \text{sech}^2\left(\frac{|g_{\text{env}}| \mu_B B}{2kT}\right) + R_0,$$

где первый член описывает прямой однофононный процесс переворота спина, который часто доминирует при низких температурах и сильных магнитных полях, α_D — константа этого процесса. Второй член представляет собой среднюю скорость переворотов спинов, где α_{ff} — константа, зависящая от кристаллического поля и формы резонансной линии. Второе слагаемое может быть существенным при малых магнитных полях. R_0 представляет процессы релаксации, не зависящие от магнитного поля (вклады рамановских переходов [26,27]). Γ_0 имеет следующий вид:

$$\Gamma_0 = \frac{1}{\pi T_{1|3}} + \Gamma_{\text{ISD}} + \Delta\Gamma_{s|1|2} + \Delta\Gamma_{s|3|4} + \Delta\Gamma_{D|3|6}, \quad (4)$$

где $T_{1|3}$ — время жизни состояния $|3\rangle$ и $\frac{1}{\pi T_{1|3}}$ — однородная ширина линии, связанная с конечным временем

жизни состояния $|3\rangle$. В нашем случае $T_{1|3} \sim 5$ ms, и данная однородная ширина составляет всего ~ 64 Hz. γ_{ISD} соответствует влиянию процессов мгновенной спектральной диффузии; $\Delta\Gamma_{s|1|2}$ и $\Delta\Gamma_{s|3|4}$ — уширения, вызванные спин-решеточной релаксацией в основном и оптически возбужденном (Γ_6 (${}^4I_{13/2}$)) крэммеровских дублетах. Эти вклады можно оценить следующим образом:

$$\Delta\Gamma_{sl} = \frac{R(B)}{4\pi} \exp\left(-\frac{|g| \mu_B B}{2kT}\right) \text{sech}\left(\frac{|g| \mu_B B}{2kT}\right).$$

Последнее слагаемое

$$\Delta\Gamma_{D|3|6} = R_{|3|6} \exp\left(-\frac{\Delta_{|3|6}}{kT}\right)$$

в формуле (4) соответствует прямым процессам релаксации между состояниями $|3\rangle$ и $|6\rangle$. Следует отметить, что g -факторы $g_{|3|4}$ и $g_{|5|6}$ имеют разные знаки в двух ориентациях магнитных полей, $\mathbf{B} \perp c$ и $\mathbf{B} \parallel c$. По этой причине прямые процессы релаксации возможны из состояния $|3\rangle$ в состояние $|6\rangle$ и запрещены в состоянии $|5\rangle$. В последнем члене уравнения (4) $R_{|3|6}$ — скорость

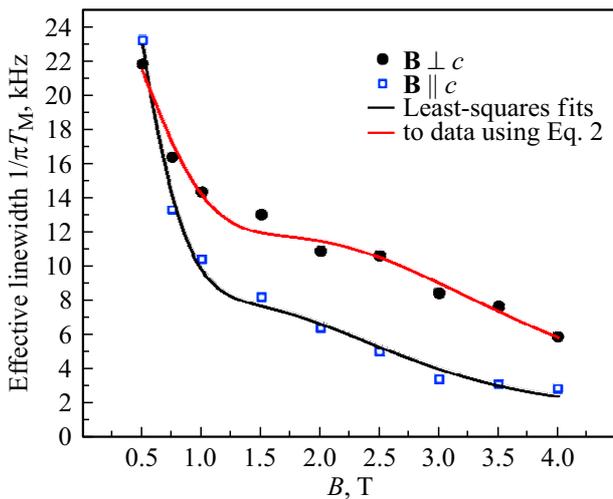


Рис. 5. Зависимость эффективной однородной ширины линии ионов эрбия в кристалле $\text{YPO}_4:\text{Er}^{3+}$ от магнитного поля. Синие и черные символы относятся к двум ориентациям образца S3 в магнитном поле. Красная и черные кривые — аппроксимация результатов с использованием формулы (2).

Параметры наилучшей аппроксимации зависимости эффективной однородной ширины от магнитного поля

Ориентация магнитного поля	Γ_0 , kHz	R_0 , kHz	α_D , Hz/T ⁵	α_{ff} , Hz
$\mathbf{B} \parallel c$	1.9 ± 0.7	5 ± 2	15 ± 4	17 ± 3
$\mathbf{B} \perp c$	2.1 ± 1.9	22 ± 6	60 ± 20	30 ± 20

прямых релаксационных процессов между состояниями $|3\rangle$ и $|6\rangle$, $\Delta_{|3\rangle|6\rangle}$ — разность энергий между состояниями $|3\rangle$ и $|6\rangle$ и

$$\Delta_{|3\rangle|6\rangle} = \Delta_0 + 0.5(|g_{|3\rangle|4\rangle}| + |g_{|5\rangle|6\rangle}|)\mu_B B,$$

где $\Delta_0 = 10.4 \text{ cm}^{-1} = 312 \text{ GHz}$.

На первом шаге аппроксимации экспериментальных данных $1/\pi T_M$ мы использовали выражение для Γ_0 в следующем виде:

$$\Gamma_0 = \Gamma + R_{|3\rangle|6\rangle} \exp\left(-\frac{\Delta_{|3\rangle|6\rangle}}{kT}\right),$$

где Γ — сумма первых двух членов уравнения (4). Варьировали пять параметров α_D , α_{ff} , Γ , R_0 и $R_{|3\rangle|6\rangle}$. Наилучшая подгонка дает значение $R_{|3\rangle|6\rangle} \sim 64 \text{ MHz}$, но с большой (порядка значения самого параметра) ошибкой определения значения параметра. Это связано с тем, что при таких скоростях данного прямого процесса релаксации его вклад становится незначительным даже при малых магнитных полях. Так, при $B = 0$ величина данного вклада составляет $\sim 640 \text{ Hz}$, при $B = 0.5 \text{ T}$ $\Delta_{D|3\rangle|6\rangle} \sim 255 \text{ Hz}$ и только 0.4 Hz при $B = 4 \text{ T}$ (при $\mathbf{B} \perp c$, когда сумма $|g_{|3\rangle|4\rangle}| + |g_{|5\rangle|6\rangle}|$ имеет минимальное

значение). Таким образом, влияние изучаемого прямого процесса релаксации данного вклада на ширину линии можно считать несущественным. На следующем этапе мы варьировали только четыре параметра α_D , α_{ff} , R_0 и Γ_0 , причем для упрощения полагали, что Γ_0 не зависит от величины магнитного поля. Параметры наилучшей аппроксимации представлены в таблице, а соответствующие кривые — на рис. 5.

Полученные параметры α_D , α_{ff} , R_0 позволяют вычислить значения $R(B)$ в зависимости от магнитного поля и оценить возможный вклад $\Delta\Gamma_{s|1\rangle|2\rangle}$ и $\Delta\Gamma_{s|3\rangle|4\rangle}$. Наши оценки показывают, что сумма этих вкладов не превышает 1.2 kHz и 1 Hz при $B = 0.5$ и 4 T ($\mathbf{B} \perp c$) соответственно. Для $\mathbf{B} \parallel c$ сумма вкладов менее 440 и 14 Hz при $B = 0.5$ и 4 T . Таким образом, прямыми спин-решеточными процессами релаксации в основном и возбужденном крамерсовских дублетах можно пренебречь.

Заключение

Таким образом, впервые проведены исследования кристалла $\text{YPO}_4:\text{Er}^{3+}$ методом первичного фотонного эха. Наибольшее значение времени когерентности ($113 \mu\text{s}$) получено для образца с наименьшей концентрацией примеси ионов Er и при ориентации магнитного поля $\mathbf{B} \parallel c$ ($B = 4 \text{ T}$), т. е. для случая, когда эффективные g -факторы основного и возбужденного крамерсовских дублетов имеют наибольшие значения, что соответствует наиболее благоприятным условиям для сильной поляризации электронных спинов ансамбля ионов Er. Полученные зависимости эффективной однородной ширины линии свидетельствуют о том, что большее время фазовой релаксации может быть получено в более высоких магнитных полях. Большая величина Γ_0 может быть связана с наличием мгновенной спектральной диффузии, кроме этого мы не исключаем наличия в кристалле дополнительных магнитных примесей, появление которых обусловлено методом роста кристаллов и наличием в высокотемпературном расплаве ионов Pb, которые могут влиять на однородную ширину линии, и это не учтено в модели, объясняющей зависимость эффективной однородной ширины линии от величины магнитного поля. Оба этих обстоятельства являются предметом дальнейших исследований. Полученное относительно небольшое время когерентности на оптическом переходе ставит данный кристалл в один ряд с уже хорошо изученными оксидными кристаллами [1,7,8], и это не делает его особенно перспективным для реализации таких устройств квантовой информатики, как, например, квантовая память с использованием только оптического перехода. Однако мы считаем, что хорошо спектрально разрешенная сверхтонкая структура $^{167}\text{Er}^{3+}$ в YPO_4 может позволить эффективно перераспределять населенность между сверхтонкими подуровнями основного крамерсовского дублета (времена жизни и когерентности

которых могут быть значительно выше) аналогично, например, [28] и использовать уже данные подуровни для хранения квантовой информации. Для этого планируется вырастить и провести исследования кристаллов YPO_4 с изотопически обогащенными ионами $^{167}\text{Er}^{3+}$.

Финансирование работы

Данная работа была поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (Регистр. № НИОКТР 121020400113-1 и № FFUU-2022-0003). Э.И. Байбеков благодарит за поддержку Фонд развития теоретической физики и математики „БАЗИС“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов

Список литературы

- [1] P. Goldner, A. Ferrier, O. Guillot-Noël. *Rare earth-doped crystals for quantum information processing, Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths* (Elsevier, Amsterdam, 2015), vol. 46, Ch. 267, pp. 1–78.
- [2] M. Zhong, M.P. Hedges, R.L. Ahlefeldt, J.G. Bartholomew, S.E. Beavan, S.M. Wittig, J.J. Longdell, M.J. Sellars. *Nature* **517** (7533), 177 (2015). DOI: 10.1038/nature14025
- [3] A. Ortu et al. *Nat. Mater.*, **17** (8), 671–675 (2018). DOI: 10.1038/s41563-018-0138-x
- [4] M.P. Hedges, J.J. Longdell, Y. Li, M.J. Sellars. *Nature*, **465** (2), 1052–1056 (2010). DOI: 10.1038/nature09081
- [5] L.A. Williamson, Y.-H. Chen, J.J. Longdell. *Phys. Rev. Lett.*, **113** (20), 203601 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.203601
- [6] K. Kutluer et al. *Phys. Rev. Lett.*, **123** (3), 030501 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.030501
- [7] R.M. Macfarlane. *J. Lumin.*, **100** (1–4), 1 (2002). DOI: 10.1016/S0022-2313(02)00450-7
- [8] C.W. Thiel, T. Böttger, R.L. Cone. *J. Lumin.*, **131** (3), 353 (2011). DOI: 10.1016/j.jlumin.2010.12.015
- [9] R.W. Equall, Y. Sun, R.L. Cone, R.M. Macfarlane. *Phys. Rev. Lett.*, **72** (14), 2179 (1994). DOI: 10.1103/PhysRevLett.72.2179
- [10] T. Böttger, C.W. Thiel, Y. Sun, R.L. Cone. *Phys. Rev. B*, **73** (7), 075101 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevB.73.075101
- [11] T. Böttger, C.W. Thiel, R.L. Cone, Y. Sun. *Phys. Rev. B*, **79** (11), 115104 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevB.79.115104
- [12] M. Rančić, M.P. Hedges, R.L. Ahlefeldt, M.J. Sellars. *Nat. Phys.*, **14** (1), 50 (2017). DOI: 10.1038/nphys4254
- [13] N. Sangouard, C. Simon, H. de Riedmatten, N. Gisin. *Rev. Mod. Phys.*, **83** (1), 33 (2011). DOI: 10.1103/RevModPhys.83.33
- [14] B. Lauritzen, J. Minář, H. de Riedmatten, M. Afzelius, N. Sangouard, Ch. Simon, N. Gisin. *Phys. Rev. Lett.*, **104** (8), 080502 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.080502
- [15] F. Bussiéres, Ch. Clausen, A. Tiranov, B. Korzh, V.B. Verma, S.W. Nam, F. Marsili, A. Ferrier, Ph. Goldner, H. Herrmann, Ch. Silberhorn, W. Sohler, M. Afzelius, N. Gisin. *Nat. Photon.*, **8** (10), 775 (2014). DOI: 10.1038/nphoton.2014.215
- [16] E. Saglamyurek, J. Jin, V.B. Verma, M.D. Shaw, F. Marsili, S.W. Nam, D. Oblak, W. Tittel. *Nature Photon.*, **9** (2), 83 (2015). DOI: 10.1038/nphoton.2014.311
- [17] I. Craiciu, J. Rochman, M. Lei, E. Miyazono, J.M. Kindem, J. Bartholomew, T. Zhong, A. Faraon. *Proc. SPIE*, 10933, *Advances in Photonics of Quantum Computing, Memory, and Commun.* XII, 109330Q (4 March 2019). DOI: 10.1117/12.2510217
- [18] N. Ohlsson, R.K. Mohan, S. Kröll. *Optics Commun.*, **201** (1–3), 71 (2002). DOI: 10.1016/S0030-4018(01)01666-2
- [19] R. Kolesov et al. *Nat. Commun.*, **3** (1), 1029, (2012). DOI: 10.1038/ncomms2034
- [20] M. Raha, S. Chen, C.M. Phenicie et al. *Nat Commun.*, **11** (1), 1605 (2020). DOI: 10.1038/s41467-020-15138-7
- [21] J.M. Kindem, A. Ruskuc, J.G. Bartholomew et al. *Nature*, **580** (7802), 201–204 (2020). DOI: 10.1038/s41586-020-2160-9
- [22] M.N. Popova, S.A. Klimin, S.A. Moiseev, K.I. Gerasimov, M.M. Minnegaliev, E.I. Baibekov, G.S. Shakurov, M. Bettinelli, M.C. Chou. *Phys. Rev. B*, **99** (23), 235151 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevB.99.235151
- [23] S.A. Klimin, D.S. Pytalev, M.N. Popova, B.Z. Malkin, M.V. Vanyunin, S.L. Korableva. *Phys. Rev. B*, **81** (4), 1 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevB.81.045113
- [24] G.M. Wang, R.W. Equall, R.L. Cone, M.J.M. Leask, K.W. Godfrey, F.R. Wondre. *Opt. Lett.*, **21** (11), 818 (1996). DOI: 10.1364/OL.21.000818
- [25] W.B. Mims. *Phys. Rev.*, **168** (2), 370 (1968). DOI: 10.1103/PhysRev.168.370
- [26] D.E. McCumber, M.D. Sturge. *J. Appl. Phys.*, **34** (6), 1682 (1963). DOI: 10.1063/1.1702657
- [27] R. Orbach. *Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, **264** (1319), 458 (1961). DOI: 10.1098/rspa.1961.0211
- [28] J.S. Stuart, M.M. Hedges, R. Ahlefeldt, M. Sellars. *Phys. Rev. Res.*, **3** (3), L032054 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevResearch.3.L032054