УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ КАЗАНСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
Том 151, кн. 1 Физико-математические науки *2009*

УДК 535.2

ОПТИЧЕСКАЯ ЭХО-СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННОГО КРИСТАЛЛА YAG:Tm^{3+}

К.Р. Каримуллин, А.А. Калачёв, В.А. Зуйков, В.В. Самарцев

Аннотация

На экспериментальной установке «оптический эхо-процессор», регистрирующей слабые эхо-сигналы в режиме счета фотонов, впервые выполнена оптическая эхо-спектроскопия кристалла алюмоиттриевого граната с высокой (10 ат.%) концентрацией примесных ионов тулия. Исследованы сигналы первичного, стимулированного и аккумулированного фотонного эха. Установлено, что спад сигнала первичного эха является неэкспоненциальным с показателем экспоненты $x = 1.07$ и определено время фазовой памяти $T_M = 0.75$ мкс. Измерено время жизни возбужденного уровня $T_1(^3\mathrm{H}_4) = 600$ мкс и промежуточного метастабильного уровня $T_1(^3\mathrm{F}_4) = 30$ мс. Проведено исследование зависимости интенсивности аккумулированного эха от количества возбуждающих импульсных пар. Проанализирована возможность использования кристаллов с высоким содержанием примесных ионов для многоканальной записи информации с высокой плотностью в схемах оптической когерентной обработки информации.

Ключевые слова: фотонное эхо, эхо-спектроскопия, алюмоиттриевый гранат, высокая концентрация, ион тулия, обработка информации, многоканальный режим.

Введение

Допированные редкоземельными ионами кристаллы находят широкое применение во многих областях современной науки и техники [1]. Спектроскопические исследования примесных кристаллов связаны с поиском активных сред для лазеров ультрафиолетового диапазона, оптических сцинтилляторов и преобразователей излучения [2]. Особенности спектральной динамики, в частности уникально большие времена фазовой релаксации некоторых переходов, обусловили использование таких кристаллов в качестве носителей информации в оптических запоминающих устройствах и процессорах. Метод фотонного эха [3] используется в когерентной оптической спектроскопии для исследования различных резонансных сред, среди которых особый интерес как раз и представляют кристаллы с примесью ионов редких земель, так называемые ван-флековские парамагнетики [4]. Так, например, кристалл алюмоиттриевого граната с примесью трехзарядных ионов тулия $\mathrm{Y_3Al_5O_{12}} : \mathrm{Tm}^{3+}$ (YAG:Tm) принято относить к числу наиболее перспективных активных сред для устройств оптической памяти и обработки информации на основе фотонного эха [5–8]. Дело в том, что длина волны одного их эффективных энергетических переходов $^3\mathrm{H}_6(1) - {}^3\mathrm{H}_4(1)$ ионов тулия в матрице граната совпадает с длиной волны 793 нм генерации титан-сапфирового лазера и, главное, миниатюрного диодного лазера. Кроме того, наличие метастабильного уровня $^3\mathrm{F}_4$ с временем жизни 10 мс [9] и сверхтонких подуровней основного состояния, имеющих в присутствии слабого внешнего магнитного поля время жизни порядка 30 с [10], делает эту среду весьма привлекательной с точки зрения использования в устройствах длительного хранения информации. И, наконец, ионы тулия обладают очень малой

однородной шириной линии оптического перехода $\Gamma_{\text{одн}}$, что также говорит о большой «емкости памяти», определяемой отношением $\Gamma_{\text{неодн}}/\Gamma_{\text{одн}}$, где $\Gamma_{\text{неод}}$ – неоднородная ширина линии. Как правило, однородная ширина линии определяется временем дефазировки T_M, введенным Мимсом [11] для описания двухимпульсного фотонного эха. В отсутствие внешнего магнитного поля значение времени фазовой памяти в YAG:Tm равно $T_M = 75$ мкс [9] или даже 116 мкс [12] в зависимости от концентрации примесных ионов тулия. Последнее значение соответствует $\Gamma_{\text{одн}} = 1/\pi T_M = 4$ кГц, и, следовательно, $\Gamma_{\text{неодн}}/\Gamma_{\text{одн}} \sim 10^6$ для обычного значения неоднородной ширины, $\Gamma_{\text{неодн}} = 17$ ГГц в этом кристалле. Необходимо отметить, что такое большое время дефазировки наблюдалось лишь в кристаллах с низкой концентрацией примесных ионов тулия при температуре жидкого гелия. Причем практически все известные низкотемпературные эксперименты производились над кристаллами YAG:Tm с содержанием Tm^{3+} $C = 0.1$–0.5 ат.%. Однако в некоторых случаях высокая концентрация тулия также может оказаться полезной. В данной работе исследовались сигналы фотонного эха в высококонцентрированном примесном кристалле с целью поиска оптимальных режимов функционирования оптических эхо-процессоров, а именно: была проанализирована возможность увеличения плотности записи информации в режиме аккумулированного эха.

1. Фотонное эхо и когерентная оптическая обработка информации

Оптический эхо-процессор (ОЭП) относится к классу многофункциональных аналоговых устройств. Благодаря наличию управляющих сигналов его импульсную характеристику можно программировать в реальном масштабе времени и получать различные виды обработки – от простого запоминания до интегральных преобразований с желаемым ядром (см., например, [13, 14]). ОЭП может работать во временной, пространственной и пространственно-временной областях, осуществляя когерентную или некогерентную обработку информации, а также чисто цифровые операции, как арифметические, так и логические. Уже из опыта создания спиновых эхо-процессоров [15] было известно, что в их работе могут найти применение, в основном, сигналы стимулированного эха. Стимулированным фотонным эхом (СФЭ) называют когерентный отклик резонансной среды на воздействие трех возбуждающих импульсов, генерируемый в момент времени: $t = t_{23} + 2t_{12}$, где t – временной интервал между возбуждающими импульсами. Можно показать [3], что спектр сигнала СФЭ определяется следующим выражением:

$$E_{\text{СФЭ}}(t) \sim (E_{01} \otimes E_{03}) * E_{02} = \iint E_{01}(x) E_{03}(y+x) E_{02}(t-y)\, dx\, dy, \qquad (1)$$

где E_{0j} – огибающая j-го импульса, $j = 1, 2, 3$. Для удобства введены следующие обозначения: знак «$*$» соответствует операции свертки, а знак «$\otimes$» – корреляции двух функций. Таким образом, сигнал СФЭ является результатом свертки второго импульса с корреляционной функцией первого и третьего импульсов. Формула (1) является основой для использования сигналов СФЭ в системах оптической обработки информации.

Оптические эхо-процессоры и оптические запоминающие устройства, основанные на явлении фотонного эха, обладают большими возможностями записи, хранения и обработки информации. С целью увеличения плотности записи информации в таких устройствах можно использовать многоканальные режимы (см., например, [16]). Для построения таких систем оптической обработки информации применяют различные способы разделения каналов.

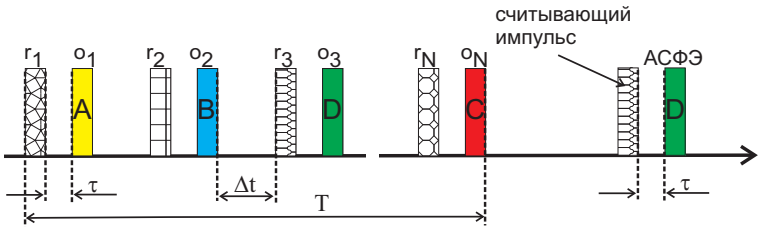


Рис. 1. Схема кодового разделения каналов в режиме аккумулированного эха: r_i – референтные, o_i – объектные импульсы, АСФЭ – сигнал аккумулированного эха. Условия функционирования: τ, $\Delta t < T_2$, $T < T_1$, $N \sim T_1/T_2$

Рассмотрим, например, многоканальную запись информации на основе фотонного эха с кодовым разделением каналов [17–19]. В общем случае кодовое разделение каналов в схеме многоимпульсного фотонного эха основывается на том, что абонент в каждом канале обладает своим стандартным набором (алфавитом) шумоподобных сигналов (или кодовых последовательностей), при помощи которых он может передавать информацию. Как было сказано выше, огибающая сигнала СФЭ представляет собой свертку второго (объектного) импульса с функцией корреляции первого (референтного) и третьего (считывающего) импульсов. Поэтому временная форма сигнала СФЭ будет воспроизводить временную форму объектного импульса при условии, что функция корреляции является дельтаобразной. Организовать одновременную многоканальную запись (и доступ) оказывается возможным лишь в том случае, когда сигналы от разных абонентов различаются по форме. В случае когерентной обработки информации на основе фотонного эха для организации подобной схемы используются сигналы аккумулированного эха [20]. Пусть первый (референтный) импульс в каждой паре имеет свою определенную модуляцию (код), а считывающий импульс одну из этих возможных форм модуляции (см. рис. 1). Тогда при условии, что этот набор кодов отвечает условию ортогональности, сигнал аккумулированного фотонного эха будет соответствовать одному из объектных импульсов, а именно тому, для которого модуляция референтного импульса совпадает с модуляцией считывающего. Такая схема многоканальной (многоимпульсной) записи будет работать лишь при следующих условиях: временной интервал между импульсами τ в паре и между парами импульсов Δt должен быть меньше времени фазовой памяти T_2, а вся импульсная последовательность не должна превышать по длительности время жизни возбужденного состояния T_1. Отношение T_1/T_2 определяет максимальное количество импульсных пар N, то есть число параллельных каналов одновременной передачи информации. Поскольку известно, что с ростом концентрации примесных ионов сокращается время T_2, это может оказаться удобным для увеличения плотности записи информации за счет «уплотнения» импульсных пар в многоимпульсной последовательности. Таким образом, высококонцентрированный кристалл YAG:Tm оказывается весьма перспективной средой для реализации многоканальной записи информации в оптических эхо-процессорах.

2. Экспериментальная установка

Эхо-спектроскопия примесного кристалла граната с тулием была произведена на экспериментальной установке «оптический эхо-процессор» [21]. Установка, созданная на базе лаборатории нелинейной оптики КФТИ КазНЦ РАН, – уникальный прецизионный приборный комплекс, предназначенный для проведения

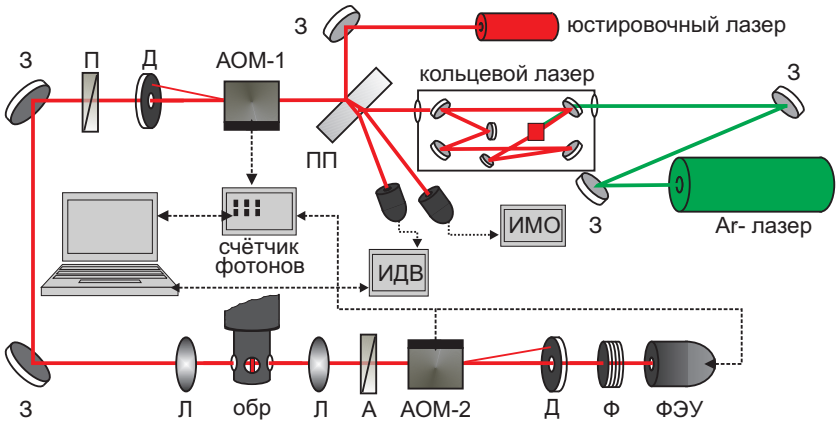


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки «оптический эхо-процессор»: З – зеркало со 100%-ным отражением; ПП – полупрозрачная пластина; Л – линза; Д – диафрагма; Ф – блок ослабителей (светофильтров); П – поляризатор; А – анализатор; ФЭУ – фотоэлектронный умножитель; АОМ – акустооптический модулятор; ИМО – измеритель мощности излучения; ИДВ – спектрометр длин волн; обр – образец в оптическом криостате

многоплановых исследований в области фотонной эхо-спектроскопии и когерентной оптической обработки информации. Отличительной ее особенностью является использование схемы детектирования оптических сигналов в режиме счета фотонов. Использование такого высокочувствительного метода регистрации дало возможность исследовать чрезвычайно слабые сигналы фотонного эха. Впервые была произведена эхо-спектроскопия образца с очень высоким (по сравнению с обычным) содержанием примесных ионов.

Схема установки представлена на рис. 2. Основным ее элементом является непрерывный одночастотный кольцевой титан-сапфировый лазер TIS-SF-07 (Техноскан, Новосибирск), накачиваемый аргоновым лазером Ar-5,5-150 (Инверсия, Новосибирск). Диапазон перестройки лазера составляет $750 \div 950$ нм, выходная мощность на длине волны 800 нм равна 1 Вт, спектральная ширина линии излучения – 2 МГц. Последовательность возбуждающих импульсов формируется акустооптическим модулятором АОМ-1. Мощность импульса на образце в криостате составляет 50 мВт. Фотонное эхо излучается в коллинеарной геометрии (в направлении действия возбуждающих импульсов) и проходит через второй акустооптический модулятор. АОМ-2 служит для «выделения» эхо-сигналов и предохранения регистрирующего фотоэлектронного умножителя от засветки мощными возбуждающими импульсами. Для проведения поляризационных измерений в схему дополнительно вводятся поляризатор и анализатор. Регистрация сигналов фотонного эха производилась ФЭУ-79. Специально разработанная система управления и регистрации эхо-сигналов «Счетчик фотонов» (КГУ, Казань) [22], выполненная в едином портативном блоке, измеряет эхо-сигналы в режиме как счета одиночных эхо-фотонов, так и накопления сигнала с частотой повторения 1 кГц. Система управления, совмещенная со счетчиком, задает необходимые значения длительности возбуждающих импульсов и временные интервалы между ними, а также временные параметры регистрации эхо-сигналов и число накоплений. Временные диаграммы импульсных последовательностей, использовавшихся в наших экспериментах для возбуждения сигналов первичного, стимулированного и аккумулированного эха, показаны на рис. 3.

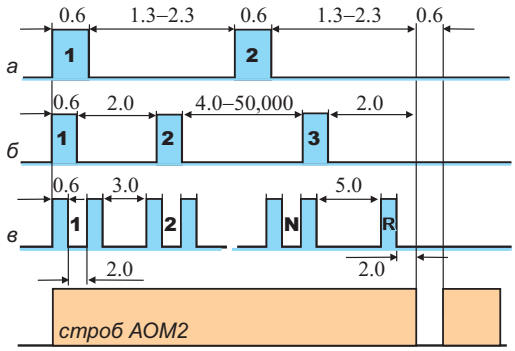


Рис. 3. Временные диаграммы возбуждения сигналов первичного (*а*), стимулированного (*б*) и аккумулированного (*в*) эха. Время в мкс

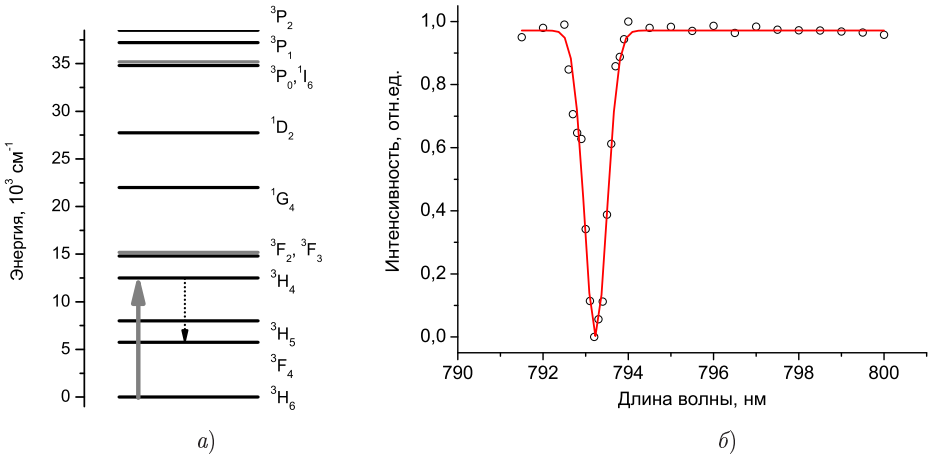
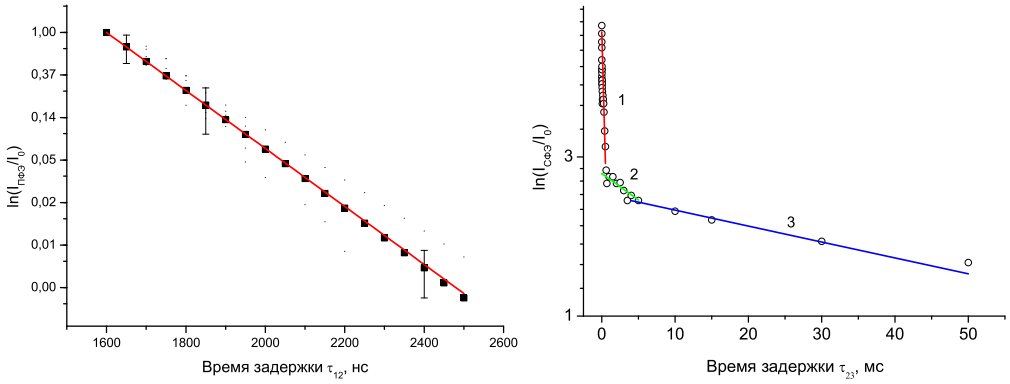


Рис. 4. (*а*) Структура энергетических уровней ионов тулия в матрице алюмоиттриевого граната. Стрелками обозначены: рабочий переход $^3H_6(1) - {}^3H_4(1)$ (вверх); релаксация на метастабильный уровень $^3F_4$ (вниз). (*б*) Спектр пропускания кристалла YAG:Tm ($C = 10$ ат.%) при $T = 1.8$ K

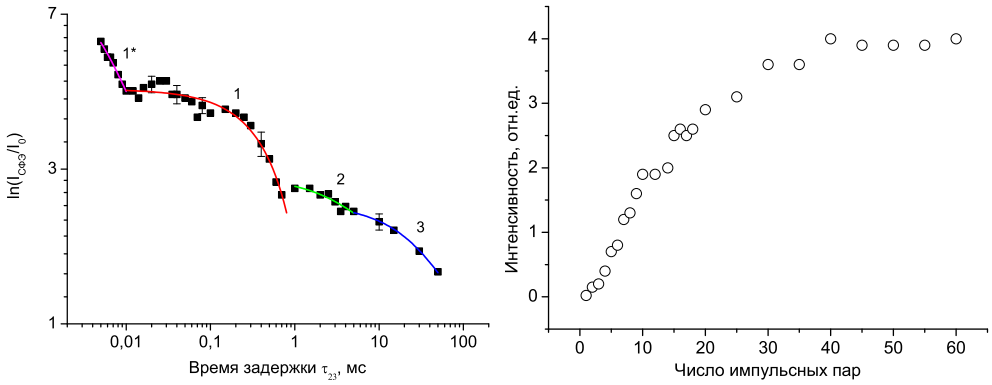
3. Результаты и их обсуждение

В экспериментах был исследован кристалл YAG:Tm толщиной 250 мкм с концентрацией примесных ионов тулия, равной 10 ат.%. О спектроскопии этого кристалла при помощи импульсного оптического эхо-спектрометра сообщалось ранее [23], однако сигнал фотонного эха был настолько слабым, что его не удавалось детектировать в обычной схеме на основе лазера на красителе. Кристалл находился в оптическом криостате, в жидком гелии, при температуре 1.8 K. Структура энергетических уровней ионов тулия в матрице граната [24, 25] представлена на рис. 4, *а*. Сигналы первичного, стимулированного и аккумулированного эха возбуждались на длине волны 793.15 нм на переходе $^3H_6(1)-{}^3H_4(1)$. Спектр пропускания данного кристалла показан на рис. 4, *б*. Поскольку ядерный спин ионов тулия равен 1/2, то сверхтонкое расщепление обязанное псевдоквадрупольному взаимодействию, отсутствует, а сверхтонкие подуровни вырождены в нулевом внешнем магнитном поле. В связи с этим, сигналы долгоживущего стимулированного фотонного эха (ДСФЭ) в отсутствие магнитного поля могут формироваться только на метастабильных уровнях $^3F_4$ (5556 см$^{-1}$) и $^3H_5$ (8530 см$^{-1}$).



а) *б*)

Рис. 5. (*а*) Зависимость интенсивности сигналов первичного фотонного эха (квадраты) от величины задержки между первым и вторым возбуждающими импульсами и аппроксимация этой зависимости функцией $I(\tau_{12}) = A\exp[-(4\tau_{12}/T_M)^x]$, где $T_M = 0.75$ мкс и $x = 1.07$ (сплошная линия). (*б*) Зависимость интенсивности сигналов стимулированного фотонного эха (кружки) от величины задержки между вторым и третьим возбуждающими импульсами и аппроксимация этой зависимости тремя функциями $I(\tau_{23}) = B\exp(-2\tau_{23}/T_1(i))$, где $i = 1, 2, 3$; $T_1(1) = 600$ мкс, $T_1(2) = 30$ мс и $T_1(3) = 100$ мс (сплошные линии 1–3)



а) *б*)

Рис. 6. (*а*) Зависимость логарифма интенсивности сигналов стимулированного фотонного эха (квадраты) от величины задержки между вторым и третьим возбуждающими импульсами (в логарифмической шкале) и аппроксимация этой зависимости экспоненциальными функциями (сплошные линии 1*, 1, 2 и 3). (*б*) Зависимость интенсивности сигналов аккумулированного фотонного эха (кружки) от числа возбуждающих импульсных пар

Были исследованы зависимости интенсивности эхо-сигналов от величины задержки между первым и вторым (первичное эхо) и между вторым и третьим (стимулированное эхо) импульсами, а также зависимость интенсивности аккумулированного фотонного эха от числа импульсных пар [26].

Анализ кривой спада первичного фотонного эха (рис. 5, *а*) показывает, что спад является неэкспоненциальным и не может быть описан обычным экспоненциальным законом $I(\tau_{12}) \sim \exp(-4\tau_{12}/T_2)$, где T_2 – время фазовой релаксации, I – интенсивность эхо-сигналов, τ_{12} – временной интервал между первым и вто-

рым импульсами. Похожий неэкспоненциальный спад наблюдался ранее для слабоконцентрированного YAG:Tm [9]; он объяснялся на основе модели спектральной диффузии, обязанной случайным флуктуациям локального поля из-за флип-флоп переворотов ядерных спинов алюминия. Такая кривая может быть описана формулой

$$I(\tau_{12}) \sim \exp\left[-\left(4\tau_{12}/T_M\right)^x\right], \tag{2}$$

впервые предложенной Мимсом [11] для аналогичной ситуации в электронном спиновом резонансе. Здесь T_M – время фазовой памяти, а x – показатель экспоненты, который зависит от особенностей динамики ядерных спинов, причем T_M в точности равно T_2, если $x = 1$, то есть спад экспоненциальный. Для YAG с низким содержанием ионов тулия ($C = 0.17$ ат.%) в нулевом магнитном поле $T_M = 75$ мкс и $x = 1.5$ [9]. Помимо процессов кросс-релаксации тулий-алюминий, существуют процессы флип-флоп переворотов спинов тулия, которые становятся более интенсивными с ростом концентрации примесных ионов. В связи с этим время фазовой памяти должно уменьшаться с ростом содержания тулия. В нашем кристалле, содержащем 10 ат.% примесных ионов тулия, спад описывается уравнением Мимса со следующими параметрами: $T_M = 0.75$ мкс и $x = 1.07$ (сплошная линия на рис. 5, *а*). Данные параметры сильно зависят от процедуры фитирования и ее начальных значений. Более точные значения указанных величин могут быть определены после дополнительных измерений.

Рассмотрим кривую спада стимулированного фотонного эха, представленную на рис. 5, *б*. Видно, что кривая имеет два излома (отметим, что наличие изломов – один из признаков формирования в образце ДСФЭ [3]). Экспериментальные данные были аппроксимированы тремя экспоненциальными зависимостями (сплошные линии (1–3) на рис. 5, *б*) с характеристическими временами спада: 600 мкс, 30 мс и 100 мс. Первое время спада – это время жизни возбужденного состояния $^3H_4(1)$ рассматриваемого перехода, оно хорошо согласуется со значением 590 мкс, наблюдавшимся в работе [12]. Второе характеристическое время отражает время жизни метастабильного уровня $^3F_4(1)$, который заселяется благодаря быстрому переходу электронной плотности (спаду) из возбужденного состояния. Значение 30 мс, полученное в нашем эксперименте, совпадает с данными других авторов [9, 12], где подобный спад характеризуется временем 10–12 мс. Третий, самый долгий спад обязан энергетическому сдвигу, связанному с взаимодействием ядерных спинов тулия и алюминия матрицы [12], и хорошо соответствует значению времени спада 90 мс, полученному в данной работе. Более подробное исследование кривой спада стимулированного фотонного эха в кристалле YAG:Tm представлено на рис. 6, *а*. Здесь для наглядности по оси абсцисс отложено время задержки между вторым и третьим импульсами в логарифмическом масштабе. Такое представление данных позволяет разделить вклады в кривую спада стимулированного эха от процессов с разными временными масштабами. В частности, помимо вышеупомянутых участков 1, 2 и 3, наблюдается быстрый спад, обозначенный на рисунке как 1*. Время этого спада – 20 мкс. Хорошо заметно наличие модуляции на временном участке 1, которая, по-видимому, обусловлена сверхтонким взаимодействием ядерных спинов Tm.

Зависимость интенсивности аккумулированного фотонного эха от числа подаваемых на образец импульсных пар представлена на рис. 6, *б*. Наблюдаемый эффект аккумулирования по сравнению с интенсивностью эхо-сигнала от одиночной пары (сигнала стимулированного эха) равен 200. Это соответствует некогерентному сложению сигналов стимулированного эха, генерируемых различными импульсными парами, из-за нестабильности линии задержки [27]. Такой режим накопления

нельзя считать оптимальным с точки зрения эффективного аккумулирования эхосигналов [20, 28], однако это не так важно для схемы кодового разделения каналов, обсуждавшейся выше.

Заключение

С использованием метода детектирования оптических сигналов на основе счета фотонов, обладающего высокой чувствительностью, впервые были зарегистрированы и исследованы сигналы первичного, стимулированного и аккумулированного фотонного эха в высококонцентрированном примесном кристалле алюмоиттриевого граната. Время жизни возбужденного состояния $^3H_4$ в кристалле граната с высоким содержанием ионов Tm^{3+} остается практически таким же, что и для кристалла с малой концентрацией примеси, тогда как время фазовой памяти становится короче в 100 раз. Поскольку отношение времени жизни возбужденного уровня к времени фазовой памяти определяет максимальное число независимых каналов в схеме многоканальной записи оптической информации, то путем подбора определенной концентрации примесных ионов можно значительно (как минимум на два порядка) повысить плотность записи информации. Кристаллы с высоким содержанием примеси, таким образом, могут быть использованы в схемах многоканальной записи информации на основе фотонного эха.

Работа выполнена в рамках программ Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», ОФН РАН «Фундаментальная оптическая спектроскопия и ее приложения» и «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред», а также поддержана грантом Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (НШ-2965.2008.2) и Российским фондом фундаментальных исследований (проекты № 08-02-00032а, 08-02-90001-Бел-а).

Summary

K.R. Karimullin, A.A. Kalachev, V.A. Zuikov, V.V. Samartsev. Optical Echo-Spectroscopy of Highly Doped YAG:Tm Crystal.

Two-pulse, stimulated and accumulated photon echoes are investigated for the first time in a highly doped crystal Tm:YAG containing 10 at.% Tm^{3+}. The decay curves of the two-pulse and stimulated photon echoes generated at 793,15 nm on the transition $^3H_6(1) - {}^3H_4(1)$ of the impurity ions are measured in the absence of an applied magnetic field. Parameters describing the energy and phase relaxation are determined. The dependence of the accumulated photon echo intensity on the number of excitation pulse pairs is investigated.

Key words: photon echo, echo-spectroscopy, yttrium aluminium garnet, highly-doped crystals, thulium ion, information processing, multichannel mode.

Литература

1. *Kaplyanskii A.A., Macfarlane R.M.* Spectroscopy of solids containing rare earth ions. – North-Holland, Amsterdam: Elsevier, 1987. – 486 p.
2. *Знаменский Н.В., Малюкин Ю.В.* Спектры и динамика оптических переходов редкоземельных ионов в кристаллах. – М.: Физматлит, 2008. – 192 с.
3. *Калачев А.А., Самарцев В.В.* Когерентные явления в оптике. – Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2003. – 281 с.
4. *Macfarlane R.M.* High-resolution laser spectroscopy of rare-earth doped insulators: a personal perspective // J. Lumin. – 2002. – V. 100, No 1–4. – P. 1–20.

5. *Lin H., Wang T., Wilson G.A., Mossberg T.W.* Experimental demonstration of swept-carrier time-domain optical memory // Opt. Lett. – 1995. – V. 20, No 1. – P. 91–93.

6. *Merkel K.D., Babbitt W.R.* Optical coherent transient continuously programmed continuous processor // Opt. Lett. – 1999. – V. 24, No 3. – P. 172–174.

7. *Merkel K.D., Krishna Mohan R., Cole Z., Chang T., Olson A., Babbitt W.R.* Multi-Gigahertz radar range processing of baseband and RF carrier modulated signals in Tm:YAG // J. Lumin. – 2004. – V. 107, No 1–4. – P. 62–74.

8. *Cole Z., Roos P.A., Berg T., Kaylor B., Merkel K.D., Babbitt W.R., Reibel R.R.* Unambiguous range-Doppler LADAR processing using 2 giga-sample-per-second noise waveforms // J. Lumin. – 2007. – V. 127, No 1. – P. 146–151.

9. *Macfarlane R.M.* Photon-echo measurements on the trivalent thulium ion // Opt. Lett. – 1993. – V. 18, No 22. – P. 1958–1960.

10. *Ohlsson N., Nilsson M., Kröll S., Mohan R.K.* Long-time-storage mechanism for Tm:YAG in magnetic field // Opt. Lett. – 2003. – V. 28, No 6. – P. 450–452.

11. *Mims W.B.* Phase memory in electron spin echoes, lattice relaxation effects in $CaWO_4$: Er, Cr, Mn // Phys. Rev. – 1968. – V. 168, No 2. – P. 370–389.

12. *Strickland N.M., Sellin P.B., Sun Y., Carlsten J.L., Cone R.L.* Laser frequency stabilization using regenerative spectral hole burning // Phys. Rev. B. – 2000. – V. 62, No 3. – P. 1473–1476.

13. *Ахмедиев Н.Н., Самарцев В.В.* Новые физические принципы оптической обработки информации. – М.: Наука, 1990. – 326 с.

14. *Kurnit N.A, Abella I.D., Hartmann S.R.* Patent USA № 3.638.029.1972.

15. *Устинов В.Б.* Квантовые устройства обработки информации. – Л.: Наука, 1984. – 420 с.

16. *Zujkov V.A., Samartsev V.V.* Space-time properties of multichannel reversed long-lived photon echo // Laser Physics. – 1991. – V. 1, No 5. – P. 542–545.

17. *Babbitt W.R., Mossberg T.W.* Spatial routing of optical beams through time-domain spatial-spectral filtering // Opt. Lett. – 1995. – V. 20, No 8. – P. 910–912.

18. *Harris T.L., Sun Y., Cone R.L., Macfarlane R.M., Equall R.W.* Demonstration of real-time address header decoding for optical data routing at 1536nm // Opt. Lett. – 1998. – V. 23, No 8. – P. 636–638.

19. *Власова Д.Д., Калачёв А.А., Самарцев В.В.* Кодовое разделение каналов в оптической памяти на основе фотонного эха // Изв. РАН. Сер. физ. – 2006. – Т. 70, № 4. – С. 518–521.

20. *Hesselink W.H., Wiersma D.A.* Picosecond photon echoes stimulated from an accumulated grating // Phys. Rev. Lett. – 1979. – V. 43, No 27. – P. 1991–1994.

21. *Каримуллин К.Р., Зуйков В.А., Самарцев В.В.* Экспериментальная установка «оптический эхо-процессор» // Когерентная оптика и оптическая спектроскопия: Сб. тр. – Казань: Казан. гос. ун-т, 2004. – С. 301–308.

22. *Karimullin K.R.* Registration of the photon echo signals in the photon counting mode // Proc. SPIE – 2006. – V. 6181. – P. 61810I-1–61810I-12).

23. *Каримуллин К.Р., Зуйков В.А., Христофорова Д.А., Самарцев В.В.* О возможности использования кристаллов, допированных трехзарядными ионами тулия, в оптических эхо-процессорах // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. физ.-матем. науки. – 2007. – Т. 149, кн. 1. – С. 64–71.

24. *Gruber J.B., Hills M.E., Macfarlane R.M., Morrison C.A., Turner G.A., Quarles G.J., Kintz G.J., Esterowitz L.* Spectra and energy levels of Tm^{3+}: $Y_3Al_5O_{12}$ // Phys. Rev. B. – 1989. – V. 40, No 14. – P. 9464–9478.

25. *Tiseanu C., Lupei A., Lupei V.* Energy levels of Tm^{3+} in yttrium aluminium garnet // J. Phys.: Condens. Matter. – 1995. – V. 7. – P. 8477–8486.

26. *Kalachev A.A., Karimullin K.R., Samartsev V.V., Zuikov V.A.* Optical echo-spectroscopy of highly doped Tm:YAG // Laser Phys. Lett. – 2008. – V. 5, No 12. – P. 882–886.

27. *Kalachev A.A., Samartsev V.V.* The peculiarities of accumulated long-lived echo on Van-Vleck paramagnetics // Laser Physics. – 1996. – V. 6, No 4. – P. 735–738.

28. *Tian M., Zhao J., Cole Z., Reibel R., Babbitt W.R.* Dynamics of broadband accumulated spectral gratings in Tm^{3+} :YAG // JOSA B. – 2001. – V. 18, No 5. – P. 673–678.

Поступила в редакцию
28.01.09

Каримуллин Камиль Равкатович – аспирант кафедры оптики и нанофотоники Казанского государственного университета, младший научный сотрудник лаборатории нелинейной оптики Казанского физико-технического института имени Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *qamil@inbox.ru*

Зуйков Владимир Александрович – доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории нелинейной оптики Казанского физико-технического института имени Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *zuikov@kfti.knc.ru*

Калачёв Алексей Алексеевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории нелинейной оптики Казанского физико-технического института имени Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *kalachev@kfti.knc.ru*

Самарцев Виталий Владимирович – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией нелинейной оптики Казанского физико-технического института имени Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *samartsev@kfti.knc.ru*