

УДК 535.2

## ДВУХКВАНТОВЫЙ КОРРЕЛЯТОР ФОТОНОВ В РЕЖИМЕ СВОБОДНО-ИНДУЦИРОВАННОГО СПАДА В СУЛЬФИДЕ КАДМИЯ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

*А.В. Леонтьев, Т.Г. Митрофанова, В.В. Самарцев, О.Х. Хасанов*

### Аннотация

Обнаружены сигналы коррелированной свободной световой индукции (КССИ) в кристалле сульфида кадмия на длине волны 790 нм в условиях двухфотонного поглощения квантов света из различных пересекающихся фемтосекундных лазерных пучков, когда один фотон поглощается из одного пучка, а другой – из второго. Фотоны этих КССИ-сигналов с длиной волны 790 нм излучаются образцом в двух противоположных направлениях и коррелированы между собой частотой, местом и моментом рождения.

**Ключевые слова:** перепутанность, свободная световая индукция, коррелированные фотоны, перепутанные состояния, ЭПР-пары, электроны, сульфид кадмия, двухфотонное поглощение, комнатная температура.

### Введение

Настоящая работа посвящена изложению результатов исследования тех явлений, при протекании которых рождаются коррелированные фотоны. Одно из них было предсказано нашим соотечественником – профессором Московского государственного университета Д.Н. Клышко 45 лет назад [1] и было обнаружено практически одновременно тремя экспериментальными группами [2–4], одна из которых – российская. Речь идет о спонтанном параметрическом рассеянии (СПР) света, представляющем собой, согласно [5], с точки зрения наблюдателя СПР оптический параметрический процесс спонтанного распада фотонов падающего на среду монохроматического излучения (накачки) с частотой  $\omega_0$  на пару фотонов – сигнального ( $\omega_1$ ) и холостого ( $\omega_2$ ), причем  $\hbar\omega_0 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$ . Это условие выполняется с точностью до спектральной ширины накачки, а максимальная эффективность распада достигается при выполнении закона сохранения импульса  $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ , где  $\mathbf{k}_0$ ,  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  – волновые векторы накачки, сигнальной и холостой волн. В случае, когда оба родившихся фотона имеют частоты, попадающие в область прозрачности рассеивающей среды, на выходе из этой области генерируется бифотонное поле, представляющее собой поток пар коррелированных фотонов.

Пара фотонов (бифотон) является единым квантовым объектом, представляющим собой перепутанное (entangled) состояние, описываемое единой волновой функцией и характеризующееся рядом уникальных статистических свойств [6, 7]. Фотоны в паре связаны между собой местом и моментом рождения, частотами и направлениями вылета. Физически интенсивность потока бифотонов тесно связана с яркостью нулевых флуктуаций электромагнитного вакуума. Явление СПР-света используется в квантовой оптике для получения коррелированных фотонов повсеместно.

Возникает вопрос: известны ли другие явления, в которых рождаются коррелированные фотоны? Ответ на этот вопрос положительный. Практически одновременно с обнаружением СПР, наблюдался ещё один нелинейно-оптический эффект – гиперпараметрическое рассеяние (ГПР) [8, 9], приводящий к генерации перепутанных двухфотонных состояний. При протекании ГПР пары фотонов накачки в среде с кубической нелинейностью распадаются на коррелированные пары фотонов. Эффект ГПР можно рассматривать как четырехволновое смешение, когда частоты и волновые векторы накачек одинаковы, а «пробная волна» отсутствует. В 2001 г. появилась экспериментальная работа по использованию четырехволнового смешения в оптоволокнах [10] для генерации коррелированных пар фотонов. Примерно в это же время стали разрабатываться первые способы генерации коррелированных пар фотонов, основанные на люминесценции квантовых точек. Такая парная группировка фотонов наблюдается при низких температурах при распаде биэкситонных состояний в квантовых точках арсенида индия [11, 12]. И так, с момента обнаружения СПР в квантовой оптике велся поиск других нелинейно-оптических процессов, в которых рождались бы коррелированные фотоны. В настоящей работе будет показано, что таким процессом является свободно-индуцированный спад (свободная световая индукция (ССИ)) в условиях двухфотонного поглощения. Он относится к классу оптических переходных процессов [13] и при одноимпульсном резонансном возбуждении излучается в направлении возбуждения, что технически крайне неудобно. Однако в условиях двухфотонного поглощения (ДФП) квантов из скрещенных лазерных пучков, когда один фотон (с волновым вектором  $\mathbf{k}_1$ ) берется из одного пучка, а второй фотон ( $\mathbf{k}_2$ ) – из другого пучка, сигналы ССИ будут распространяться в направлениях  $(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$  и  $(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)$ , отличных от направлений возбуждения  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ . Вероятность перехода электрона из основного состояния в суперпозиционное при ДФП пропорциональна корреляционной функции четвертого порядка падающего поля, и когерентные эффекты в режиме ДФП принято относить к разряду эффектов квантовой оптики.

### 1. Перепутанные состояния. ЭПР-пары

В настоящей работе рассмотрим когерентные процессы, формируемые в так называемых «перепутанных состояниях» [6]. Известно, что роль кубита может выполнять любая квантовая система, имеющая по крайней мере два равновероятных квантовых состояния. Необходимая черта этих состояний – свойства когерентности и суперпозиции. Для когерентной суперпозиции всегда существует базис (полный набор собственных состояний). Суперпозиция означает, что не существует способа сказать, какая из двух возможностей, формирующих суперпозицию, имеет место на самом деле. Если система состоит, например, из двух частиц (скажем, из двух электронов), то они могут быть либо независимыми, либо связанными. В случае, когда существует связь между частицами, приводящая к корреляции (как кулоновское взаимодействие электронов в CdS), возникают перепутанные состояния:  $|\text{ent}\rangle = \alpha|0\rangle_1|1\rangle_2 + \beta|1\rangle_1|0\rangle_2$ , где  $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$  и  $\alpha, \beta \neq 0$ ;  $\alpha$  и  $\beta$  – степень перепутывания. Две частицы (например, два электрона), находящиеся в таком состоянии, называют ЭПР-парой (в честь Эйнштейна, Подольского и Розена [14]). С физической точки зрения частицы, которые находятся в перепутанном состоянии, не являются независимыми; они скоррелированы. Если же  $\alpha \rightarrow 0$  или  $\beta \rightarrow 0$ , то обе частицы независимы. При  $\alpha = \beta = 1/\sqrt{2}$  возникает максимально перепутанное состояние:  $|\text{ent}\rangle = 1/\sqrt{2}(|00\rangle + |11\rangle)$ , где  $|ij\rangle = |i\rangle_1|j\rangle_2$ ,  $i, j = 0, 1$ .

Возбуждение образца осуществлялось излучением титан-сапфирового лазера на длине волны 790 нм. С помощью полупрозрачного зеркала мы получаем два пересекающихся лазерных пучка с одинаковой несущей частотой  $\omega_L$  (равной половине

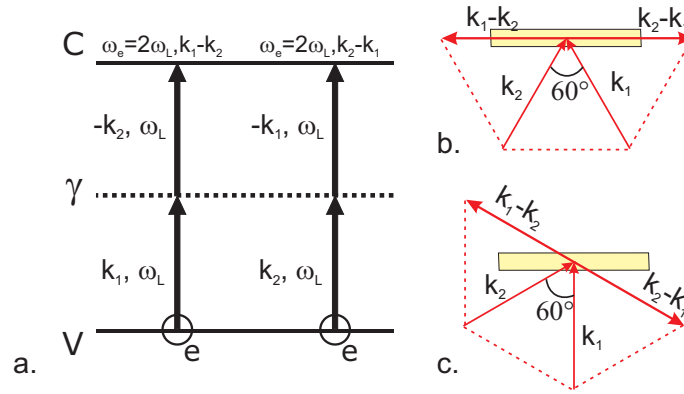


Рис. 1. Формирование в образце CdS ЭПР-пары (а), симметричная схема возбуждения (b) и экспериментально удобная схема возбуждения (с): V – валентная зона; e – электроны, C – зона проводимости

частоты межзонного перехода электронов), но с разными волновыми векторами ( $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ ). Эти два пучка действуют одновременно на одну и ту же активную область образца CdS в течение длительностей импульсов  $\Delta t = 50$  фс.

Обсудим поведение ЭПР-пары, состоящей из двух взаимодействующих электронов, в условиях двухквантового перехода в суперпозиционное состояние под действием двух разных фотонов из разных пучков. В принципе, фотоны ( $\mathbf{k}_1, \omega_L$ ) и ( $\mathbf{k}_2, \omega_L$ ) равноправны, и поэтому очередность их поглощения каждым из электронов равновероятна. В результате ДФП каждый электрон ЭПР-пары переходит в свое суперпозиционное состояние:  $\Psi_e(\mathbf{k}_1, \omega_L; -\mathbf{k}_2, \omega_L)$  и  $\Psi'_e(\mathbf{k}_2, \omega_L; -\mathbf{k}_1, \omega_L)$ . Они отличаются разной «решеткой» неравновесной электрической поляризации:  $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$  и  $\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ , на которых рассеиваются в противоположных направлениях  $\mathbf{k}_{\text{КССИ}1} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$  и  $\mathbf{k}_{\text{КССИ}2} = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$  – сигналы коррелированной свободной световой индукции (КССИ). Если бы электрон не состоял в ЭПР-паре, то в его суперпозиционном состоянии мы имели бы лишь одну «решетку» (скажем,  $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ , соответствующую одному порядку поглощения разнонаправленных фотонов при ДФП), но из-за того, что этот электрон взаимодействует с другими электронами, электрон-«напарник» обеспечивает другой порядок поглощения разнонаправленных фотонов в процессе двухквантового поглощения с образованием еще одной «решетки»:  $\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ . Обе «решетки» и, соответственно, двухлепестковый сигнал КССИ принадлежат ЭПР-паре, а не одиночному электрону. По существу наличие этих сигналов КССИ является экспериментальным подтверждением существования в системе перепутанных состояний. Поглощенная в одном двухквантовом акте энергия  $\hbar\omega_L$  разнонаправленных фотонов ( $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ ) высвечивается в противоположных направлениях с энергией сигналов КССИ1 и КССИ2. Ситуация пояснена на рис. 1, где схема a демонстрирует образование ЭПР-пары. Остальные схемы (b и c) указывают направления двухимпульсного возбуждения образца CdS под углом  $60^\circ$  между лазерными пучками. Поскольку в схеме b сигналы КССИ распространяются вдоль образца, что вызывает технические трудности при их детектировании, в нашем эксперименте была использована схема c.

В настоящей работе представлены результаты эксперимента по поиску и обнаружению сигналов КССИ в полупроводниковом кристалле CdS толщиной 1 мм при комнатной температуре в условиях двухфотонного поглощения излучения титан-сапфирового лазера на длине волны 790 нм. Необходимость использования двухфотонного режима возбуждения CdS на таких длинах волн экспериментально

доказана в работе [15], а также в нашей работе [16]. Поскольку ширина запрещенной зоны кристалла CdS равна 2.48 эВ, для возбуждения электрона из валентной зоны в зону проводимости необходимы два фотона излучения титан-сапфирового лазера. Более того, в экспериментальной работе Хилмана, Войта и Редли [15] описан механизм, связывающий в кристалле CdS электроны в пары. Авторы указывают, что при коэффициенте нелинейного двухфотонного поглощения, равном 2.7 см/ГВт, и при типичной энергии импульса, равной 1 мкДж, достигается плотность электронно-дырочных пар около  $5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Хилман и др. предположили, что в этом высокоплотном газе электронно-дырочных пар существенную роль играют экситоны и экситонные молекулы, то есть роль ЭПР-пар могут играть би-экситоны. Кроме того, при комнатной температуре важную роль играют фононы. Все это напоминает куперовские пары в сверхпроводниках, когда два электрона с противоположными спинами путем обмена фононами образуют связанное состояние (куперовскую пару [17]). В нашем случае механизм образования ЭПР-пары из двух электронов сложнее из-за высокой температуры, что требует учета кулоновской экранировки [18].

Отметим, что двухфотонным поглощением и записью пространственно-временных интерферограмм на его основе занимался А.К. Ребане с коллегами [19], но основное различие между работой [19] и нашей работой состоит в том, что в [19] волновые векторы фотонов  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  (участвующих в ДФП) параллельны и процесса «перепутывания фотонов» не происходило. Соответственно, сигнал ССИ испускается в направлении  $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$  с несущей частотой, равной сумме несущих частот участвующих в ДФП фотонов. В настоящей работе исследуется ситуация, когда волновые векторы  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  не параллельны друг другу и в ДФП участвуют фотоны из разных световых пучков. В результате ДФП каждый электрон ЭПР-пары оказывается в суперпозиционном состоянии (с суммарной энергией фотонов  $2\hbar\omega_L$ ), а в активной части образца под действием пересекающихся пучков сформируются динамические «решетки» ( $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$  и  $\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ ) неравновесной электрической поляризации, на которых рассеиваются сигналы КССИ. Такая ситуация типична для фемтосекундной когерентной спектроскопии трехфотонного и четырехфотонного смещений [20], а также для фемтосекундной техники Вейнера–Иппена [21]. Энергия двух фотонов  $2\hbar\omega_L$ , потраченная на возбуждение суперпозиционного состояния и на создание наведенной «решетки», высвечивается образцом в виде двух противоположно направленных сигналов КССИ с общей энергией  $2\hbar\omega_L$ . Таким образом, выполняются законы сохранения энергии и импульса. Поскольку «решетка» была наведена двумя равными по длине волновыми векторами, а каждый из вышеупомянутых откликов КССИ будет иметь такую же длину волнового вектора  $\mathbf{k}_{КССИ}$ , следует ожидать, что угол  $\varphi$  между  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ , а также между  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_{КССИ}$  будет составлять  $60^\circ$ , причем волновые векторы записывающих импульсов и отклика КССИ будут образовывать равносторонний треугольник. Так, если длина волны записывающих пучков равна 790 нм, то и длина волны откликов КССИ будет равна 790 нм.

## 2. Фемтосекундные сигналы КССИ в условиях двухфотонного возбуждения двумя скрещенными лазерными пучками

Прежде чем приступить к расчету волновой функции электрона в суперпозиционном состоянии, в котором он оказался в режиме двухквантового возбуждения двумя скрещенными пучками, определимся с геометрией эксперимента. Она пояснена на рис. 1, с. Лазерный пучок с волновым вектором  $\mathbf{k}_1$  направлен перпендикулярно плоскости образца, а пучок с волновым вектором  $\mathbf{k}_2$  – под углом

$60^\circ$  к направлению  $\mathbf{k}_1$ . Следуя [19], волновую функцию электрона в ЭПР-паре в суперпозиционном состоянии запишем в виде

$$|\psi(t, \omega_e)\rangle = |0\rangle + a(t, \omega_e)|\text{exc}\rangle, \quad (1)$$

где  $|0\rangle$  – волновая функция электрона в валентной зоне;  $|\text{exc}\rangle$  – волновая функция электрона в возбужденном состоянии в зоне проводимости, в которой он оказался под воздействием двух фотонов с волновыми векторами  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ ;  $a(t, \omega_e)$  – амплитуда вероятности найти электрон в этом состоянии в результате ДФП. Используя метод операторов эволюции, получаем следующее выражение для коэффициента  $a(t, \omega_e)$ :

$$a(t, \omega_e) = \frac{2i}{\hbar} e^{i\omega_e t} E_0^2(\omega_e - 2\omega_L) \left[ e^{-i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{r}} + e^{-i(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)\mathbf{r}} \right] Q_{\text{II}} \cos \varphi, \quad (2)$$

где

$$Q_{\text{II}} = \frac{\langle \text{exc} | \mathbf{p} | \gamma \rangle \langle \gamma | \mathbf{p} | g \rangle}{\hbar(\omega_\gamma - \omega_L + i\Delta_\gamma)}$$

представляет собой параметр двухфотонного электродипольного поглощения;  $E_0^2(\omega_e - 2\omega_L)$  – фурье-образ квадрата электрической огибающей импульсов с несущей частотой  $\omega_L$ ;  $\varphi$  – угол между  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ ;  $\omega_e$  – частота межзонного электронного перехода;  $t$  – время взаимодействия импульсов с образцом ( $\Delta t$  50 фс);  $\omega_\gamma$  и  $\Delta_\gamma$  – частота и ширина промежуточного нерезонансного уровня  $|\gamma\rangle$ . В результате воздействия на образец CdS двух скрещенных лазерных пучков, инициировавших процесс ДФП, в нем была создана неравновесная электрическая поляризация, осциллирующая на частоте  $\omega_L$ . Зная волновую функцию (1), можно найти среднее значение  $\langle \mathbf{p}_e(t) \rangle$  неравновесного электрического диполя электрона в ЭПР-паре и неравновесной электрической поляризации активной части образца  $\langle \mathbf{P}(t) \rangle = \sum_{e=1}^N \langle \mathbf{p}_e(t) \rangle$ , где  $N$  – число ЭПР-пар. Электрическое поле активной части образца пропорционально второй производной по времени от  $\langle \mathbf{P}(t) \rangle$  [20]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}, t) \propto \frac{1}{c^2 R} \left[ [(\ddot{\mathbf{P}}(t)) \times \mathbf{n}] \times \mathbf{n} \right] \cdot e^{i\mathbf{k}_{\text{КССИ}}(\mathbf{R} - \mathbf{r}_e)}, \quad (3)$$

где  $R$  – расстояние от центра лабораторной системы координат до центра системы координат активной части образца,  $\mathbf{r}_e$  – радиус-вектор электрона в этой системе координат образца;  $\mathbf{n}$  – единичный вектор в направлении волнового вектора  $\mathbf{k}_{\text{КССИ}}$ ,  $c$  – скорость света. Тогда интенсивность отклика  $\Delta I(\mathbf{k}_{\text{КССИ}}, t)$  в единицу телесного угла  $\Delta\Omega = \frac{d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2}{|\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2|^2}$  равна

$$\Delta I(\mathbf{k}_{\text{КССИ}}, t) = \frac{c}{8\pi} \mathbf{E}(R, t) \cdot \mathbf{E}^*(R, t) \Delta\Omega. \quad (4)$$

Расчет показал, что условия пространственного синхронизма сигналов КССИ имеют вид

$$\mathbf{k}_{\text{КССИ}} = \mathbf{k}_{1(2)} - \mathbf{k}_{2(1)} \quad (5)$$

откуда следует, что при  $\varphi = 60^\circ$  волновые векторы  $\mathbf{k}_1$ ,  $\mathbf{k}_2$  и  $\mathbf{k}_{\text{КССИ}}$  образуют равносторонний треугольник (см. рис. 1). На наведенных «решетках» электрической поляризации, созданных возбуждающими волнами с параметрами  $(\mathbf{k}_1, \omega_L)$  и  $(\mathbf{k}_2, \omega_L)$ , одновременно рассеиваются два сигнала КССИ в направлениях  $\mathbf{k}_{\text{КССИ}1} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$  и  $\mathbf{k}_{\text{КССИ}2} = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ .

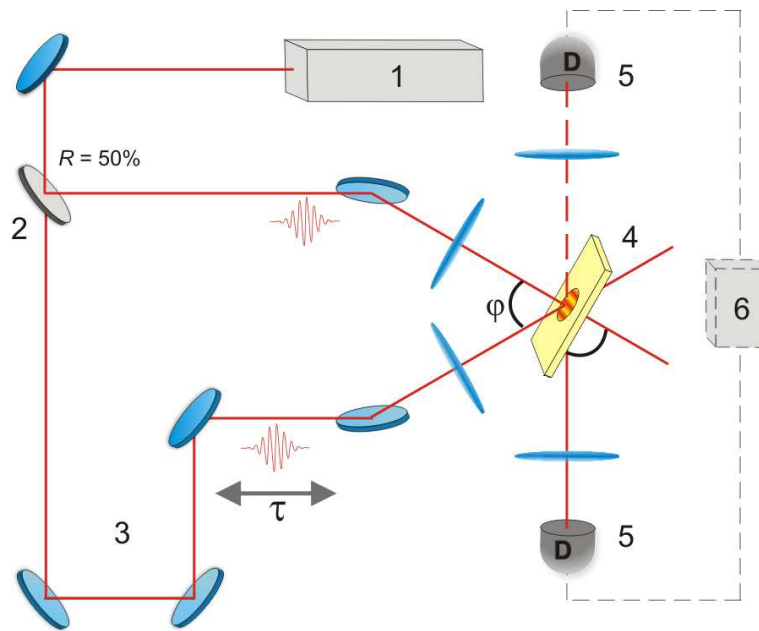


Рис. 2. Фемтосекундная экспериментальная установка для наблюдения и исследования сигналов КССИ в условиях ДФП: 1 – фемтосекундный титан-сапфировый лазер и усилитель; 2 – полупрозрачное зеркало; 3 – линия задержки; 4 – образец; 5 – фотодетекторы; 6 – схема совпадений. Штриховой линией обозначена часть установки, которая будет использована в дальнейших корреляционных исследованиях сигналов КССИ

### 3. Экспериментальное наблюдение и исследование фемтосекундного сигнала КССИ в полупроводниковом кристалле CdS при комнатной температуре

Блок-схема фемтосекундной экспериментальной установки, использовавшейся в наших исследованиях, приведена на рис. 2. Фемтосекундная лазерная система включала в себя титан-сапфировый лазер и такой же усилитель. Она выдавала на выходе импульсы с длительностью  $\Delta t = 50$  фс и энергией 0.4–0.7 мкДж на длине волны 790 нм. Излучение лазерной системы делилось полупрозрачной пластиной ( $R = 50\%$ ) на два одинаковых пучка, один из которых направлялся линзой с фокусным расстоянием 110 мм перпендикулярно поверхности образца в направлении  $\mathbf{k}_1$ . Второй импульс сначала попадал в линию задержки 3, а затем с помощью зеркала и линзы (с тем же фокусным расстоянием 110 мм) направлялся на ту же область образца под углом  $\varphi = \widehat{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2}$ . Отметим, что наличие линии задержки необходимо для обеспечения одновременного прихода на образец обоих импульсов. Исследуемый образец (CdS) высвечивал в направлениях  $\mathbf{k}_{\text{КССИ}1}$  и  $\mathbf{k}_{\text{КССИ}2}$  сигналы КССИ, которые с помощью линзы направлялись на фотодетектор. В настоящей работе мы изучали временной спад только одного из них. Снятый при  $\varphi = 60^\circ$  сигнал КССИ изображен на рис. 3. Форма и скорость временного спада определяются либо временем поперечной обратимой релаксации ( $T_2^*$ ), либо самым коротким из времен оптической дефазировки ( $T_d$ ). Из анализа кривой, описывающей спад (рис. 2), следует, что время спада равно 170–180 фс, что согласуется со значением  $T_d = 170$  фс, полученным в работе [16]. Исследования корреляционных свойств КССИ будут продолжены на новой установке (см. рис. 2, где дополнительные узлы обозначены штриховыми линиями).

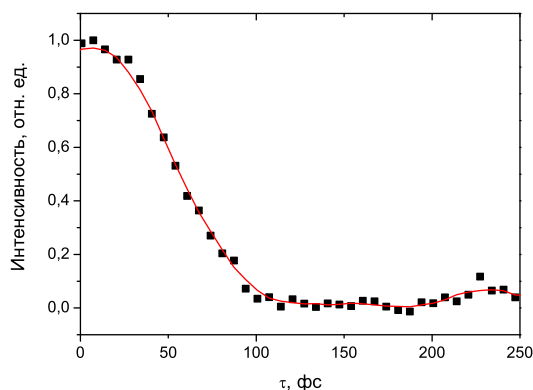


Рис. 3. Временная кривая спада сигнала КССИ

### Заключение

В работе впервые экспериментально наблюден сигнал «перепутанной» свободной световой индукции в полупроводниковом кристалле CdS (находящемся при комнатной температуре) в условиях ДФП, когда каждый из двух фотонов принадлежит разным скрещенным световым пучкам для обеспечения «перепутывания» фотонов с разными волновыми векторами ( $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ ). Установлено, что фотоны двухквантового КССИ, испущенные в направлениях  $\mathbf{k}_{\text{КССИ}1}$  и  $\mathbf{k}_{\text{КССИ}2}$ , являются коррелированными. По существу, экспериментально реализован двухквантовый коррелятор фотонов в режиме КССИ. Таким образом, явление КССИ, наряду с явлением СПР света, может быть использовано при решении задач квантовой оптики.

Работа поддержана Программой Президиума РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы», Программой ОФН РАН «Фундаментальная оптическая спектроскопия и ее применения», Программой Президента РФ (проект НШ 5289.2010.2), Федеральной Программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2012 гг. (ГК № 02.740.11.0428) и РФФИ (проекты № 11-02-00040-а, 12-02-90000-Бел\_а, 12-07-97017-Поволжье\_а).

### Summary

*A.V. Leontiev, T.G. Mitrofanova, V.V. Samartsev, O.Kh. Khasanov.* Two-Quantum Photon Correlator under the Regime of Free-Induction Decay in CdS at Room Temperature.

The signals of the free-induction decay (FID) are detected in a CdS crystal at a wavelength of 790 nm under the condition of two-photon absorption of light quanta from different crossed femtosecond laser beams, with one photon being absorbed from a beam of wavevector  $\mathbf{k}_1$ , and the other photon from another beam of wavevector  $\mathbf{k}_2$ . FID-photons with wavelengths of 790 nm are emitted in two opposite directions and are correlated by frequencies, places and times of birth.

**Keywords:** entanglement, free-induction decay, correlated photons, EPR-pair, electrons, CdS, two-photon absorption, room temperature.

### Литература

1. Клычко Д.Н. Когерентный распад фотонов в нелинейной среде // Письма в ЖЭТФ. – 1967. – Т. 6, Вып. 1. – С. 490–492.
2. Ахманов С.А., Фадеев В.В., Хохлов Р.В., Чунаев О.Н. Квантовые шумы в параметрических усилителях света // Письма в ЖЭТФ. – 1967. – Т. 6, Вып. 4. – С. 575–578.

3. *Harris S.E., Oshman M.K., Byer R.L.* Observation of tunable optical parametric fluorescence // *Phys. Rev. Lett.* – 1967. – V. 18, No 18. – P. 732–734.
4. *Magde D., Mahr H.V.* Study in ammonium dihydrogen phosphate of spontaneous parametric interaction tunable from 4400 to 16000 Å // *Phys. Rev. Lett.* – 1967. – V. 18, No 21. – P. 905–907.
5. *Клышко Д.Н.* Фотоны и нелинейная оптика. – М.: Наука, 1980. – 256 с.
6. *Бауместер Д., Эжерт А., Цайлингер А.* Физика квантовой информации. – М.: Постмаркет, 2002. – 376 с.
7. *Горбачев В.Н., Жилибо А.И.* Физические основы современных информационных процессов. – СПб.: СПИИ, 2004. – 75 с.
8. *Гринберг А.А., Крамер Н.И.* Рассеяние света на свете в полупроводниках и изоляторах // *Физика твердого тела.* – 1966. – Т. 8, № 5. – С. 1555–1561.
9. *Гринберг А.А., Крамер Н.И.* Связь между сечением рассеяния света на свете и нелинейной поляризуемостью кристаллов // *Физика твердого тела.* – 1967. – Т. 10, № 7. – С. 2001–2007.
10. *Wang L.F., Hong C.K., Friber S.R.* Generation of correlated photons via four-wave mixing in optical fiber // *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* – 2001. – V. 3, No 5. – P. 346–352.
11. *Moreau E., Robert I., Manin L., Thierry-Mieg V., Gūrard J.M., Abram I.* Quantum cascade of photons in semiconductor quantum dots // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V. 87, No 18. – P. 183601-1–183601-4.
12. *Kiraz A., Falth S., Becher C., Gayral B., Schoenfeld W.V., Petroff P.M., Zhang Lidong, Hu E., Imamoglu A.* Photon correlation spectroscopy of a single quantum dot // *Phys. Rev. B.* – 2002. – V. 65, No 16. – P. 161303(R)-1–161303(R)-4.
13. *Евсеев И.В., Рубцова Н.Н., Самарцев В.В.* Когерентные переходные процессы в оптике. – М.: Физматлит, 2009. – 536 с.
14. *Einstein A., Podolsky B., Rosen N.* Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? // *Phys. Rev.* – 1935. – V. 47, No 10. – P. 777–780.
15. *Hillmann F., Voigt J., Redlin H.* Two-photon excited photon echo in CdS // *App. Phys. Lett.* – 2000. – V. 77, No 25. – P. 4181–4183.
16. *Ivanin K.V., Leontyev A.V., Lobkov V.S., Nikiforov V.G., Salikhov K.M., Samartsev V.V., Safiullin G.M.* Femtosecond four-wave mixing spectroscopy on CdS crystal at room temperature // *Laser Phys. Lett.* – 2009. – V. 6, No 9. – P. 644–646.
17. *Физический энциклопедический словарь / Гл. ред. А.М. Прохоров.* – М.: Сов. энцикл., 1983. – 659 с.
18. *Kippelen B., Grun J.B., Honenlage B., Levy R.* Transient optical nonlinearities in CdS studied by laser-induced grating spectroscopy at room temperature // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1991. – V. 8, No 11. – P. 2363–2369.
19. *Rebane A., Drobishev M., Karotki A.* Frequency-domain gratings by simultaneous absorption of two photons // *J. Lumin.* – 2002. – V. 98, No 1–4. – P. 341–353.
20. *Козлов С.А., Самарцев В.В.* Основы фемтосекундной оптики. – М.: Физматлит, 2009. – 291 с.
21. *Weiner A.M., Ippen E.P.* Novel transient scattering technique for femtosecond dephasing measurements // *Opt. Lett.* – 1984. – V. 9, No 2. – P. 53–55.

Поступила в редакцию  
22.10.12



**Леонтьев Андрей Владимирович** – младший научный сотрудник, Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, г. Казань, Россия.

E-mail: *andery@inbox.ru*

**Митрофанова Татьяна Геннадьевна** – научный сотрудник, Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, г. Казань, Россия.

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

**Самарцев Виталий Владимирович** – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией нелинейной оптики, Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, г. Казань, Россия.

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

**Хасанов Олег Хайруллович** – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Научно-производственный центр материаловедения НАНБ, г. Минск, Беларусь.

E-mail: *khasanov@ifttp.bas-net.by*