

06

## Наведенное двулучепреломление в квантовых точках CdSe в матрице фосфатного стекла

© В.И. Красовский, С.И. Расмагин<sup>†</sup>

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

<sup>†</sup> e-mail: rasmus123@yandex.ru

Поступила в редакцию 30.06.2020 г.

В окончательной редакции 07.09.2020 г.

Принята к публикации 28.09.2020 г.

Сообщено об экспериментальном наблюдении индуцированной светом анизотропии (оптического эффекта Керра), обусловленной нелинейной диэлектрической восприимчивостью третьего порядка  $\chi^{(3)}$  в нанокompозитном материале, состоящем из квантовых точек CdSe в матрице фосфатного стекла. Знаки и значения недиагональных компонент тензора  $\chi^{(3)}$  определены с использованием методик Z-сканирования и нелинейной эллипсометрии. Показано, что нелинейный отклик содержит три временных компонента, самая быстрая из которых длится не более 20 ps, средняя имеет экспоненциальный вид и длится  $90 \pm 11$  и  $385 \pm 30$  ps для разных образцов, а самая длинная — неэкспоненциальная и имеет длительность порядка единиц наносекунд. Продемонстрировано переключение оптического сигнала с временем, не превышающем 20 ps.

**Ключевые слова:** квантовые точки, нелинейная оптическая восприимчивость, абсорбционная насыщенность, диэлектрическая изоляция, наночастицы селенида кадмия, наночастицы CdSe.

DOI: 10.21883/OS.2021.01.50442.184-20

### Введение

Композитные материалы, состоящие из наночастиц полупроводников (квантовых точек, QD) и металлов в диэлектрической матрице проявляют высокие оптические нелинейности и быстрые времена релаксации и могут быть перспективными для применения в оптоэлектронике для разработки высокоскоростных оптических устройств, твердотельных насыщающихся поглотителей, модуляторов, солнечных батарей и т.д. [1–6], а также оптической обработки информации [7]. Интерес к нанодисперсным материалам обусловлен также возможностью управления их оптическими свойствами — сдвигом края поглощения и изменением фотолюминесцентных свойств. Полупроводниковые структуры с размерным квантованием характеризуются оптической нелинейностью на несколько порядков выше, чем исходный объемный полупроводник ( $\chi^{(3)} \sim 10^{-7} - 10^{-9}$  ESU) [8], а также существенно меньшими временами релаксации (десятки пикосекунд) [9]. Оптические резонансы в наночастицах зависят от свойств материала наночастицы и окружающей их среды, формы и размеров наночастицы, структуры интерфейса. Управляя размером наночастицы, толщиной и типом оболочки, оптический резонанс можно разместить в видимой или инфракрасной области оптического спектра с предсказуемым результатом.

Было показано, что механизмами, определяющими высокие значения нелинейной оптической восприимчивости  $\chi^{(3)}$  являются квантоворазмерное насыщение поглощения, электрострикция, экситонные резонансы и тепловые эффекты, которые традиционно рассматривались независимо. Однако этот вопрос на сегодняшний

день не выяснен окончательно [10,11], хотя в последнее время появилось несколько работ, в которых начато исследование влияния морфологии QD [12,13] и более сложных гибридных наноструктур [14] на их люминесцентные характеристики.

Широко исследовались также цветные светофильтры, представляющие собой наночастицы тройных соединений  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$  в матрице силикатного стекла с размером наночастицы порядка 10 nm в областях прозрачности [15] и выше края поглощения [16,17]. Результаты измерений показывают значительный разброс значений нелинейной восприимчивости (до 5 порядков) и времен релаксации (от 1 ms до 1 fs). Этот разброс связан с различиями состава стекол, содержанием полупроводника, распределением наночастиц по размерам, неконтролируемыми свойствами поверхности наночастиц, разнообразием исследовательских методик и условий экспериментов.

Таким образом, исследование процессов формирования различных наноструктур и влияние таких факторов как материал, форма, размер, матрица и поверхность на их оптические свойства является актуальной научной проблемой и имеет большое практическое значение.

В светофильтрах промышленного производства нанокристаллы формируются в процессе конденсации из перенасыщенного твердого раствора на флуктуациях плотности в процессе варки стекла. Силикатные стекла с CdSe и CdS обладают хорошим оптическим качеством, но содержат малое весовое ( $\sim 0.1\%$ ) количество полупроводника из-за плохой растворимости полупроводников в силикатном стекле. Дальнейшее увеличение со-

держания полупроводника невозможно из-за разделения стеклянной и полупроводниковой фаз при остывании расплава.

Фосфатное стекло как матрица для полупроводниковых наночастиц имеет ряд преимуществ перед силикатным стеклом: более высокую концентрацию полупроводника в стекле, более узкое распределение наночастиц по размерам, более низкую температуру отжига и меньшее время отжига [18,19]. Известны ряд работ, в которых были проведены исследования нелинейных оптических свойств для наночастиц селенида кадмия в разных матрицах. Так, например, в работе [20] определили нелинейный коэффициент преломления в фосфатном стекле, легированном наночастицами селенида кадмия, методом Z-сканирования. Результат [20] был объяснен механизмом двухфотонного поглощения с последующим поглощением на свободных носителях. В работе [21] были измерены нелинейные восприимчивости 3 и 5 порядков в полимерной пленке с наночастицами селенида кадмия методом Z-сканирования. В [21] показано, что приближенное выражение для интенсивности, прошедшей через нелинейный оптический материал, возможно получить с помощью метода разложения Адомиана и приближения тонкой пленки. В работе [22] были определены нелинейные коэффициенты поглощения и преломления в фосфатном стекле с внедренными наночастицами селенида кадмия методом Z-сканирования. Было показано, что основным вкладом в изменение нелинейного показателя преломления является электронный, а не тепловой процесс.

Целью настоящей работы явилось получение композита, состоящего из наночастиц CdSe в матрице фосфатного стекла, определение нелинейных коэффициентов поглощения и преломления полученных нанокompозитов, а также рассмотрение механизмов, способных объяснить полученные оптические нелинейности.

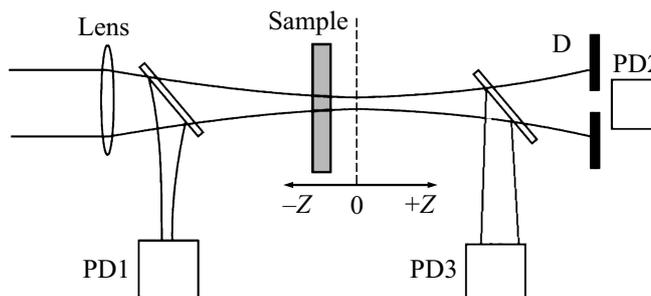
## Экспериментальная часть

### 1. Экспериментальные образцы

Заготовка фосфатного стекла, содержащего селенид кадмия (CdSe), была изготовлена в ГОИ им. С.И. Вавилова. При изготовлении экспериментальных образцов пластина исходного стекла разрезалась на заготовки толщиной 1 и 0.5 mm, которые затем шлифовались и полировались. После этого заготовки подвергались термообработке в течение 24 h при температуре  $T = 480\text{--}700^\circ\text{C}$ . При этом происходит рост нанокристаллов в процессе переконденсации из перенасыщенного твердого раствора. Термообработка вызвала окрашивание образцов от светло-желтого до темно-красного цвета (в зависимости от условий отжига). Такое поведение окраски стекла аналогично поведению, наблюдающемуся при отжиге силикатных стекол, и связано с обусловленным

**Таблица 1.** Условия изготовления экспериментальных образцов фосфатного стекла с QD CdSe

Образец	Время отжига	Температура	Толщина, см	$r$ , nm
E 1	24 h	480	0.1	$3.4 \pm 0.1$
E 2	24 h	550	0.1	$3.8 \pm 0.1$
E 3	24 h	650	0.05	$4.4 \pm 0.1$
E 4	24 h	700	0.03	$6.8 \pm 0.2$



**Рис. 1.** Схема методики Z-сканирования. Пояснения — в тексте.

квантово-размерным эффектом сдвигом края оптического поглощения, зависящим от размера наночастиц CdSe.

Условия изготовления и параметры образцов фосфатного стекла (далее E1–E4) приведены в табл. 1. В последнем столбце этой таблицы приведены также оценки средних размеров образующихся в результате термообработки QD, полученные по измерениям поглощения с помощью известных методик, которые мы здесь не приводим.

## 2. Экспериментальные методики

Для измерения нелинейно-оптических свойств в композите (наночастицы CdSe в матрице фосфатного стекла) использовались две методики: методика Z-сканирования и методика нелинейной эллипсометрии. Рассмотрим каждую более подробно.

### 2.1. Методика Z-сканирования

Измерения были выполнены с использованием второй гармоники Nd-лазера с пассивной синхронизацией мод с длительностью импульса  $\tau = 20$  ps, длиной волны  $\lambda = 539$  nm ( $h\omega = 2.33$  eV) и частотой повторения 5 Hz. Схема эксперимента представлена на рис. 1.

На рис. 1 приняты следующие обозначения: LENS — фокусирующая линза, D — диафрагма, PD1, PD2 и PD3 — кремниевые фотодиоды, SAMPLE — образец. Фотодиод PD1 измерял энергию входного излучения. Фотодиод PD2 регистрировал энергию, про-

шедшую через образец и через диафрагму D. Фотоприемник PD3 регистрировал энергию, прошедшую через образец без использования диафрагмы D. Пропускание  $T$  определяет отношение показаний фотоприемников PD3 и PD1. Пропускание  $T_{p-v}$  определяет отношение показаний фотоприемников PD2 и PD1 (после диафрагмы D). Было измерено пропускание нелинейной среды через ограниченную апертуру, расположенную в дальнем поле, как функция от положения образца относительно фокуса. Одновременно измерялось пропускание образца через открытую апертуру.

В случае нелинейности третьего порядка показатель преломления и поглощения описываются выражениями

$$n(I) = n_0 + n_2 I, \quad (1)$$

$$\alpha(I) = \alpha + \alpha_2 I, \quad (2)$$

где  $n_0$  — коэффициент преломления,  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $n_2$  — нелинейный коэффициент преломления,  $\alpha_2$  — нелинейный коэффициент поглощения,  $I$  — интенсивность излучения.

Нелинейная восприимчивость третьего порядка является комплексной величиной:

$$\chi^{(3)} = \text{Re}\chi^{(3)} + i\text{Im}\chi^{(3)}, \quad (3)$$

где мнимая часть связана с коэффициентом поглощения, а действительная часть — с нелинейным коэффициентом преломления. В большинстве работ нелинейные показатели поглощения и преломления измеряются в  $\text{cm}^2/\text{W}$  и  $\text{cm}^2/\text{W}$ , а компоненты  $\chi^{(3)}$  — в единицах ESU (electrostatic units). Связь между ними описывается следующими выражениями:

$$n_2(\text{ESU}) = \frac{cn_0}{40\pi} n_2(\text{m}^2/\text{W}),$$

$$\text{Re}\chi^{(3)}(\text{ESU}) = \frac{n_0}{2\pi} / n_2(\text{ESU}),$$

$$\text{Im}\chi^{(3)}(\text{ESU}) = 9 \cdot 10^6 \frac{n_0^2 \epsilon_0 c^2}{4\pi\omega} \alpha_2(\text{cm}^2/\text{W}).$$

## 2.2. Методика нелинейной эллипсометрии

Интерпретация измерений оптических нелинейностей усложняется наличием и конкуренцией двух или более различных механизмов нелинейности. Во многих случаях экспериментальные методики не позволяют различать эти механизмы. Ситуация еще более усложняется наличием очень быстрых и кумулятивных нелинейностей. Разделить различные механизмы нелинейности (керровский, тепловой, нелинейности, связанные с наличием свободных носителей) позволяет выбор соответствующих методик и условий измерения.

Схема методики, позволяющей измерять временные и нелинейно-оптические параметры образцов, приведена

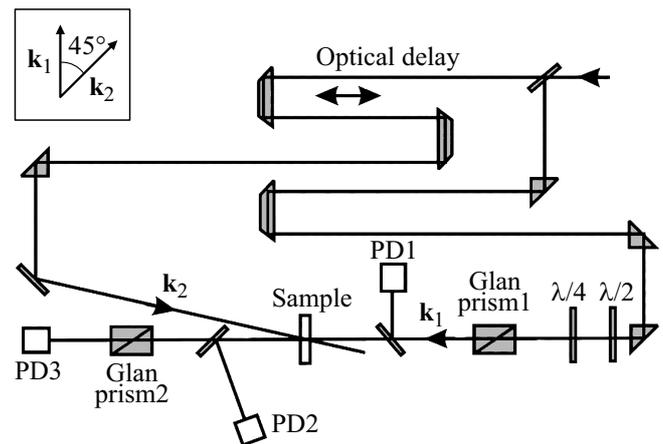


Рис. 2. Схема двухлучевой измерительной методики. Пояснения — в тексте.

на рис. 2. За основу была принята известная методика [23] возбуждения образца сильным импульсом накачки и последующим зондированием слабым пробным импульсом.

На рис. 2 даны следующие обозначения: Optical delay — оптическая линия задержки, PD1, PD2 и PD3 — кремниевые фотоприемники, SAMPLE — образец, GLAN PRISM1 и GLAN PRISM2 — призмы Глана–Тейлора,  $\lambda/4$  — четвертьволновая пластина,  $\lambda/2$  — полуволновая пластина. Первый луч через полуволновую и четвертьволновую пластины, которые позволяли задавать поляризацию пробного луча и его ориентацию по отношению к поляризации излучения накачки, являлся пробным лучом и проходил через образец. Вторым лучом, проходящим через линию задержки, осуществлялось возбуждение образца. С помощью фотодиода PD1 регистрировалась энергия излучения пробного луча перед образцом, с помощью фотодиода PD2 измерялась энергия излучения, прошедшего через образец, а с помощью фотодиода PD3 измерялась энергия излучения, прошедшего через скрещенный поляризатор. В качестве поляризатора и анализатора применялись призмы Глана–Тейлора, которые позволяли регистрировать изменение пропускания на величину  $\Delta T \sim 10^{-5}$ . Отношение сигналов фотоприемников PD2 и PD1 позволяло регистрировать изменение пропускания образца в зависимости от энергии накачки и времени задержки между импульсом накачки и пробным импульсом. В нелинейной среде воздействие излучения накачки приводит к возникновению наведенного двулучепреломления и дихроизма.

Данная методика позволяет измерить изменение показателей преломления и поглощения, а также недиагональные компоненты тензора нелинейной диэлектрической восприимчивости 3-го порядка.

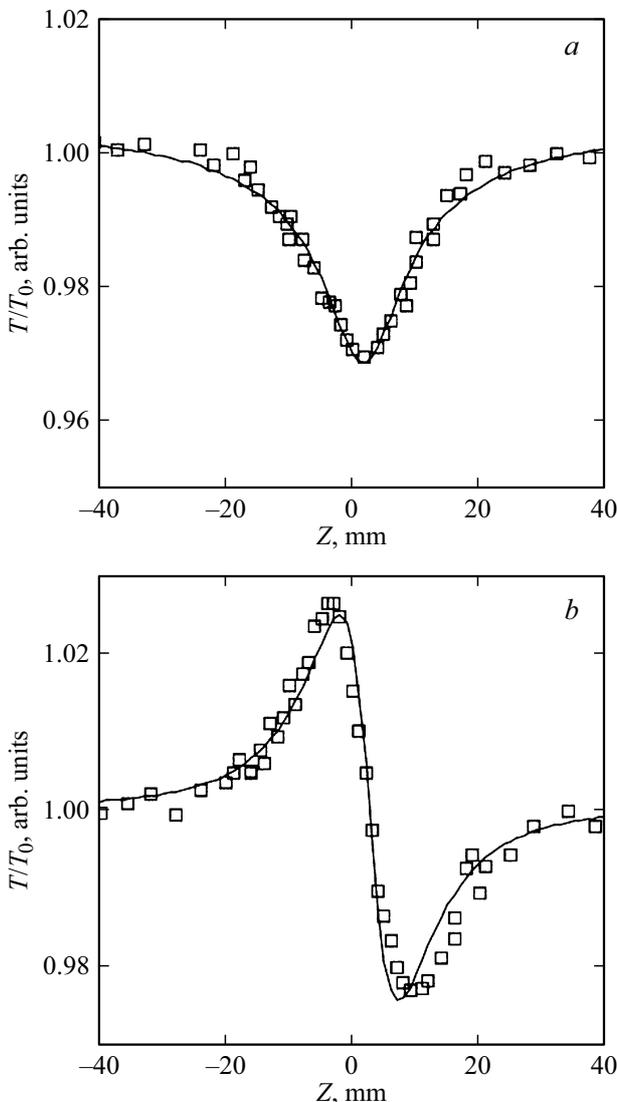
### 3. Результаты измерений

#### 3.1. Результаты измерений по методике Z-сканирования

Экспериментальные зависимости пропускания без диафрагмы и с диафрагмой от положения образца для стекол с нанокристаллами E1–E2 приведены на рис. 3. Для образцов E3–E4 экспериментальные зависимости подобны зависимостям для E1–E2, и поэтому не приводятся. Сплошными линиями на рисунках показаны результаты аппроксимации с использованием известных выражений:

$$T(z) = 1 + T_{\Delta\Phi}(z) + T_{\Delta\Psi}(z), \quad (4)$$

$$T_{\Delta\Phi}(z) = 2 \cdot \Delta\Phi_0(z/z_0) / [(z/z_0)^2 + 9] [(z/z_0)^2 + 1], \quad (5)$$



**Рис. 3.** Зависимость пропускания образца E1 от положения относительно фокуса линзы (a) без апертуры, (b) с апертурой, деленная на пропускание без апертуры. Точки — эксперимент, сплошная кривая — аппроксимация.

$$T_{\Delta\Psi}(z) = \Delta\Psi_0((z/z_0)^2 + 3) / [(z/z_0)^2 + 9] [(z/z_0)^2 + 1], \quad (6)$$

$\Delta\Phi_0$  — изменение фазы пучка в фокусе,  $\Delta\Phi_0 = kn_2I_0L_{\text{ef}}$ ,  $\Delta\Psi_0$  — изменение пропускания в фокусе линзы,  $\Delta\Psi_0 = \beta I_0L_{\text{ef}}$ ,  $z_0$  — дифракционная длина пучка,  $z_0 = (\pi w_0^2)/\lambda$ ,  $w_0$  — полуширина перетяжки гауссова пучков в фокусе,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $k$  — волновое число,  $n_2$  — нелинейный показатель преломления,  $\beta$  — коэффициент нелинейного поглощения,  $I_0$  — интенсивность лазерного излучения в фокусе,  $L_{\text{ef}} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$  — эффективная толщина образца,  $L$  — толщина образца,  $\alpha$  — коэффициент линейного поглощения.

Результаты расчета нелинейных параметров приведены в табл. 2. Параметры измерения: длительность импульса  $\tau = 20$  ps, длина волны  $\lambda = 539$  nm, радиус перетяжки гауссова пучка  $w_0 = 31.8 \mu\text{m}$ , фокусное расстояние линзы 20 см, пропускание диафрагмы  $S = 0.52$ .

В образцах E1 и E2 возбуждающее излучение с энергией 2.33 eV попадает в область прозрачности, а нелинейные эффекты связаны с двухфотонным поглощением. В образце E3 энергия возбуждения 2.33 eV лежит немного выше перехода  $1S_{1/2} - 1S_{3/2}$  (2.35 эВ). На кривой пропускания наблюдается 20% просветление. В образце E4 энергия возбуждения 2.33 eV лежит между переходами  $1S_{1/2} - 1S_{3/2}$  (2.03) и  $2S_{3/2} - 1S_C$  (2.62 eV). На кривой пропускания наблюдается 60% просветление. Фазовая нелинейность, связанная с  $\text{Re}\chi^{(3)}$ , во всех 4-х образцах имеет отрицательный знак.

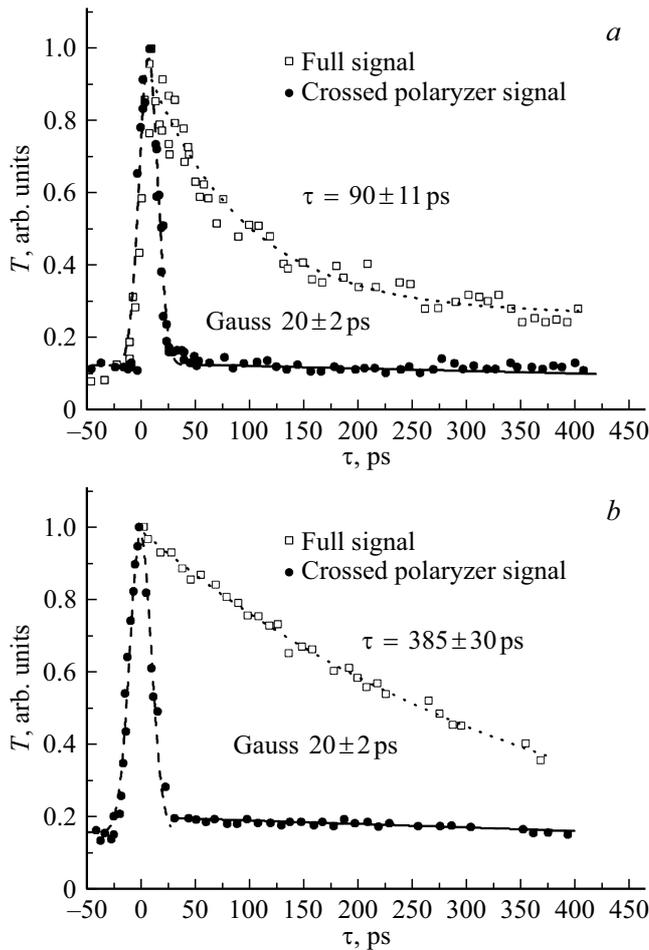
#### 3.2. Результаты измерений по методике нелинейной эллипсометрии

Поскольку методика вырожденного 4-волнового смешения является интегральной, т.е. вклады в нелинейность различных процессов невозможно разделить, образцы E3 и E4 исследовались в керровской геометрии. Одновременно регистрировалось изменение пропускания и изменение пропускания через скрещенные поляризаторы. Зависимости пропускания и пропускания через скрещенные поляризаторы от времени задержки между импульсом накачки и пробным импульсом приведены на рис. 4.

Из экспериментальных кривых на рис. 4 видно, что в нелинейном отклике можно выделить две компоненты: быструю и медленную; первая (быстрая) имеет время релаксации, не превышающее длительность импульса (20 ps), а вторая (медленная) релаксирует с постоянной времени порядка  $\tau = 90 \pm 11$  ps для образца E3 и  $\tau = 385 \pm 30$  ps для образца E4. Экспериментальные данные аппроксимируются зависимостью  $T \sim \exp(-\tau/t)$ . Кроме того, на рис. 4, a и 4, b в сигнале, прошедшем через скрещенные поляризаторы, видна еще одна компонента с неэкспоненциальной релаксацией (с временем порядка нескольких наносекунд), точное значение которой невозможно определить в данной измерительной схеме.

**Таблица 2.** Нелинейные параметры экспериментальных образцов E1–E4, измеренные по методике Z-сканирования

Образец	$n_2 \times 10^{-14}$ , cm <sup>2</sup> /W	$\alpha_2 \times 10^{-9}$ , cm/W	$\text{Re}\chi^{(3)} \times 10^{-12}$ , ESU	$\text{Im}\chi^{(3)} \times 10^{-12}$ , ESU	$ \chi^{(3)}  \times 10^{-12}$ , ESU	$I$ , GW/cm <sup>2</sup>
E1	-0.15	0.69	-0.13	0.26	0.29	0.2
E2	-1.72	9.32	-1.4	3.5	3.8	0.2
E3	-49.7	-27.1	-43	10.2	44	0.36
E4	-138	-53.9	-120	20.3	121	0.26



**Рис. 4.** Зависимость пропускания (квадраты) и пропускания через скрещенные поляризаторы (точки) от времени задержки зондирующего пучка (a) в образце E3 и (b) в образце E4. Сплошные линии — аппроксимация.

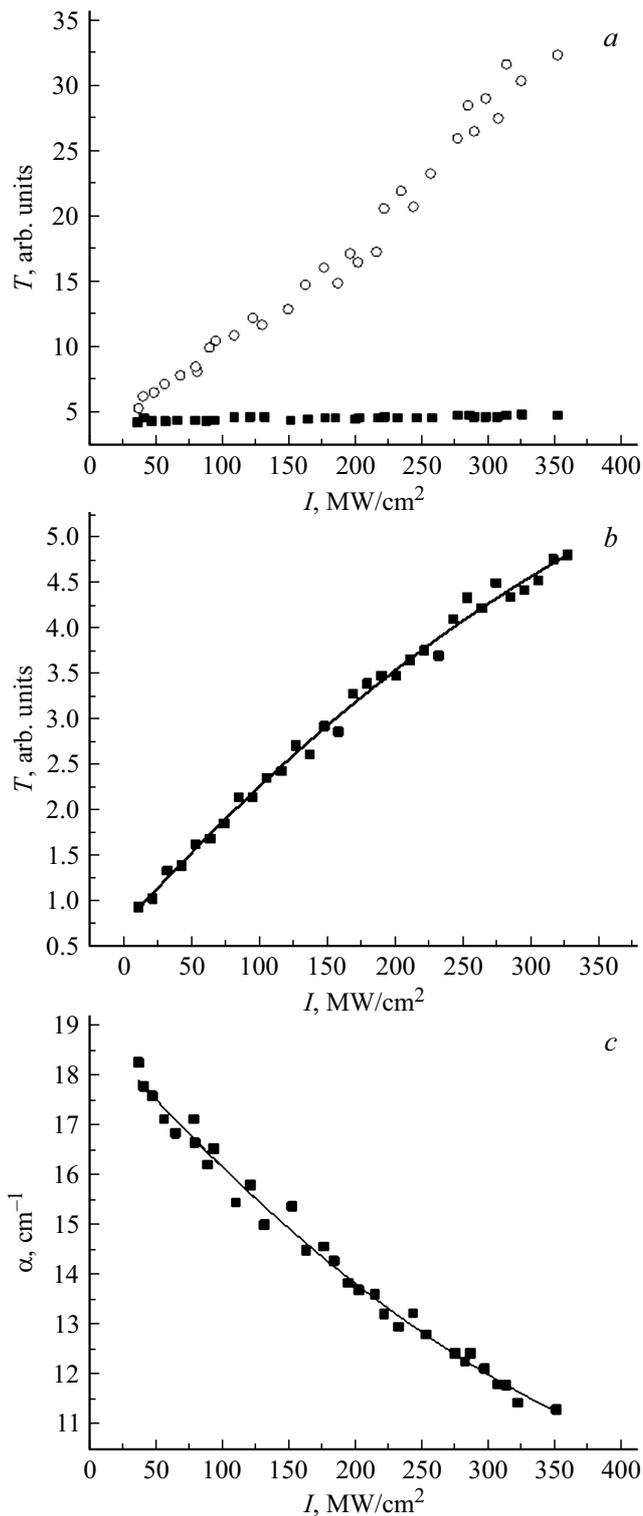
Вклад в сигнал, прошедший через скрещенные поляризаторы, может давать дифракция импульса накачки на нестационарной решетке, сформированной в результате интерференции между пробным импульсом и параллельно поляризованной компонентой излучения накачки. На этой решетке перпендикулярно поляризованная компонента накачки может дифрагировать, что приводит к перераспределению энергии накачки в направлении пробного импульса. Кроме того, анизотропное пропус-

кание образца дает вклад в дихроизм, индуцированный накачкой.

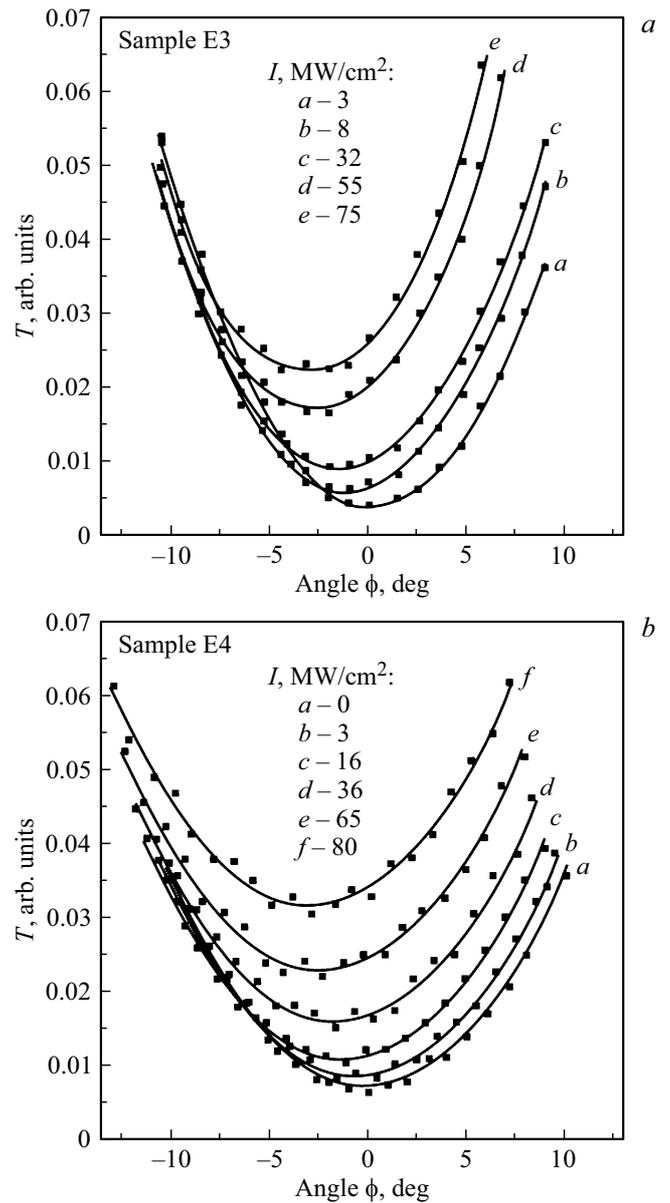
Оба этих эффекта были измерены напрямую путем измерений пропускания при параллельных и перпендикулярных поляризациях импульса накачки и зондирующего импульса. Эти измерения показали, что когерентное рассеяние и просветление образца дают примерно 4% вклад в сигнал, прошедший через скрещенные поляризаторы, и, следовательно, он обусловлен изменением показателя преломления под действием излучения накачки.

При нулевой задержке между импульсом накачки и пробным импульсом были измерены зависимости пропускания и пропускания через скрещенные поляризаторы, приведенные на рис. 5. Из рис. 5 видно, что изменение сигнала, прошедшего через скрещенные поляризаторы, примерно в 25 раз больше, чем изменение пропускания. На рис. 5, a приведены зависимости пропускания сигнала (темные кружки) и сигнала, прошедшего через скрещенный поляризатор (светлые квадраты), от интенсивности накачки. На рис. 5, b показано пропускание (более подробно). Из этих зависимостей видно, что пропускание через скрещенные поляризаторы, связанное с керровской нелинейностью, линейно возрастает с ростом плотности энергии возбуждения, в то время как в пропускании образца проявляется насыщение. Это дает основания полагать, что механизм фотоиндуцированного просветления отличается от керровского.

Вращением анализатора было измерено пропускание через скрещенный поляризатор от угла поворота анализатора. Полученные зависимости представлены на рис. 6, a, b. В обоих случаях наблюдалось появление наведенного двулучепреломления и дихроизма в экспериментальных образцах. Аппроксимацией данных эксперимента с использованием выражений [24] были получены следующие значения для недиагональных компонент тензора  $\chi^{(3)}$ . Для образца E3 были получены значения  $\text{Re}(\chi_{xxxx} - \chi_{xyyx}) = -1.5 \pm 0.3 \cdot 10^{-11}$  ESU и  $\text{Im}(\chi_{xxxx} - \chi_{xyyx}) = -5.5 \pm 1.1 \cdot 10^{-12}$  ESU. Для образца E4 они составили  $\text{Re}(\chi_{xxxx} - \chi_{xyyx}) = -8.2 \pm 0.8 \cdot 10^{-11}$  ESU и  $\text{Im}(\chi_{xxxx} - \chi_{xyyx}) = -1.5 \pm 0.3 \cdot 10^{-11}$  ESU.



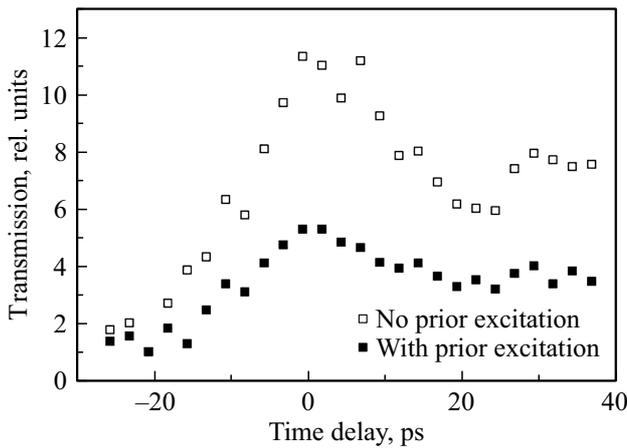
**Рис. 5.** (а) Зависимость пропускания (квадраты) и пропускания через скрещенные поляризаторы (светлые кружки) от интенсивности импульса накачки в образце Е3. (б) Зависимость пропускания от интенсивности импульса накачки в образце Е3 (нижняя кривая, а). (с) Зависимость коэффициента поглощения от интенсивности накачки, рассчитанная из зависимости б. Сплошная кривая — расчетная зависимость.



**Рис. 6.** Экспериментальные зависимости пропускания через скрещенный поляризатор от угла поворота анализатора (а) в образце Е3, (б) в образце Е4 при различных интенсивностях возбуждающего импульса. Точки — эксперимент, сплошные линии — расчетные зависимости.

#### 4. Результаты и их обсуждение

Оптические нелинейности в полупроводниковых наночастицах (в частности, в наночастицах селенида кадмия) связывают с двумя основными механизмами: заполнением зоны и эффектом Штарка. В нашем случае плотность инжектированных носителей составила  $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , и насыщение поглощения можно объяснить заполнением зоны. В работе [19] было показано, что, несмотря на неоднородное уширение, причинами которого являются распределение наночастиц по размерам и электронно-фононное взаимодействие, в наночастицах CdSe насы-



**Рис. 7.** Зависимость пропускания образца E3 от времени задержки между импульсом накачки и пробным импульсом без предварительного возбуждения (светлые квадраты) и с предварительным возбуждением (+50 ps).

шение поглощения может быть описано моделью для однородного уширения без учета неоднородного уширения. Коэффициент поглощения в системе с однородно уширенными уровнями описывается выражением

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + I(z)/I_s}, \quad (7)$$

где  $I_s$  — зависящая от частоты интенсивность насыщения.

В выражении (7) предполагается, что длительность импульса намного больше, чем время жизни экситона, которое, согласно [23], в подобных образцах (QD CdSe размером порядка 2.6 nm) составило 300 fs, что на 2 порядка меньше, чем длительность импульса (20 ps). Интенсивность на выходе образца, коэффициент поглощения которого описывается выражением (7), находится интегрированием уравнения  $dI(z) = -\alpha(z)dz$ . Пропускание образца описывается эффективным коэффициентом поглощения  $\alpha_{ef} = 1/L \ln(I_{out}/I_{in})$ , соответствующего трансцендентному уравнению

$$\left[ \alpha_{ef}(v)L + \frac{1}{1 + \delta^2} I \right] [1 - \exp(-\alpha_{ef}(v)L)] = \frac{\alpha_0(v_0)L}{1 + \delta^2}, \quad (8)$$

где  $\delta$  — параметр отстройки от резонанса,  $\delta = (\omega - \omega_0)T_2 = \frac{2(\omega - \omega_0)}{\Delta\omega}$ ,  $T_2$  — время фазовой релаксации. Численным решением этого уравнения были определены интенсивности насыщения в образцах E3 и E4, которые составили  $250 \pm 20 \text{ MW/cm}^2$  и  $600 \pm 50 \text{ MW/cm}^2$  соответственно. Аппроксимирующие кривые представлены на рис. 6 сплошными линиями.

Однако насыщение поглощения не приводит к наведенной анизотропии. Вклад квантово-размерного эффекта Штарка связан с нейтрализацией внутренних полей, вызванных инжекцией носителей, и также не может приводить к индуцированной анизотропии. В работе [24]

наведенную анизотропию объясняли квадратичным эффектом Штарка, о чем свидетельствовала квадратичная зависимость сигнала через скрещенный поляризатор от интенсивности, однако в нашем случае она практически линейна.

В работах [25,26] долговременное фотоиндуцированное просветление объясняется захватом электронов на глубокие ловушечные состояния интерфейса. Амплитуда долгоживущего фотоиндуцированного просветления насыщается с возрастанием плотности возбуждения в результате заполнения состояний на глубоких ловушках. Этот вывод подтверждается данными, полученными при проведении экспериментов по исследованию люминесценции в работах [27–29]. Фотоиндуцированное поглощение с малым временем релаксации может соответствовать электронам, захваченным на мелкие ловушечные состояния интерфейса [27,30–32]. Эта модель также позволяет объяснить наведенное двулучепреломление и дихроизм, так как в механизме захвата носителей на ловушки положение захваченных носителей, вызванное излучением накачки, может быть ориентировано в определенном направлении [33]. Поэтому поле, создаваемое захваченными носителями, вызывает нелинейность, содержащую компонент, параллельный пробному пучку.

Для исследования влияния поверхностных состояний на нелинейный отклик в экспериментальном образце E3 была измерена амплитуда пропускания с предварительным возбуждением образца (+50 ps) импульсом интенсивностью  $200 \text{ MW/cm}^2$ . Зависимость сигнала, прошедшего через скрещенный поляризатор, от времени задержки пробного импульса с предварительным возбуждением и без него приведены на рис. 7.

Из рисунка видно, что наличие предвозбуждения уменьшает сигнал примерно в 2.5 раза, из чего следует, что 3/4 вклада в нелинейность связана с насыщением глубоких ловушечных состояний.

В изотропной среде компоненты тензора  $\chi^{(3)}$  удовлетворяют соотношению  $\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{xyyx}^{(3)} + \chi_{xxyx}^{(3)} + \chi_{xyxy}^{(3)}$ , и в случае отсутствия дисперсии и резонансов должно выполняться соотношение  $\chi_{xyxy}^{(3)}/\chi_{xxxx}^{(3)}$ . Сравнивая значения нелинейностей, измеренные по методике Z-сканирования и в схеме со скрещенными поляризаторами, можно сделать вывод, что в нашем случае эти соотношения выполняются.

## Заключение

В настоящей работе представлены результаты измерений нелинейно-оптических свойств наночастиц CdSe в матрице фосфатного стекла.

1. Знаки и значения недиагональных компонент тензора  $\chi^{(3)}$  определены с использованием методик Z-сканирования и нелинейной эллипсометрии. Максимальные значения нелинейной оптической восприимчивости 3-го порядка составили  $\text{Re}(\chi_{xxxx} - \chi_{xyyx}) =$

$$= -8.2 \pm 0.8 \cdot 10^{-11} \text{ ESU} \quad \text{и} \quad \text{Im}(\chi_{xxxx} - \chi_{xyyx}) = \\ = -1.5 \pm 0.3 \cdot 10^{-11} \text{ ESU}.$$

2. Оптические нелинейности в наночастицах селенида кадмия обусловлены двумя основными механизмами: заполнением зоны и эффектом Штарка.

3. Показано, что нелинейный отклик содержит три временных компоненты, самая быстрая из которых длится не более 20 ps, средняя имеет экспоненциальный вид и длится  $90 \pm 11$  и  $385 \pm 30$  ps для разных образцов, а самая длинная, неэкспоненциальная затухает за время порядка единиц наносекунд.

4. Продемонстрировано переключение оптического сигнала с временем, не превышающем 20 ps.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что они не имеют конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Ghamsari (Ed.) M.S. // Quantum-dot Based Light-emitting Diodes. InTech. 2017. P. 168. doi 10.5772/65178
- [2] Callan J., Raymo F.M. (Eds.) // Quantum Dot Sensors: Technology and Commercial Applications. Pan Stanford. 2013. P. 230.
- [3] Yang Y.H. // Nano-Micro Lett. 2015. 7.325. doi 10.1007/s40820-015-0046-4
- [4] Sarukura N., Ishida Y., Yanagawa T., Nakano H. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. P. 229.
- [5] Koch S.W. // J. Opt. Soc. Am. B. 1996. V. 13. P. 1039.
- [6] Bindra K.S., Oak S.M., Rustagi K.C. // Opt. Commun. 1996. V. 124. P. 452.
- [7] Kull M., Contaz J.L. // JOSA B. 1990. V. 7. P. 1463.
- [8] Olbright G.R., Peyghambarian N. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. P. 1184.
- [9] Williams V.S., Olbright G.R., Fluegel B.D., Koch S.W., Peyghambarian N. // J. Modern Opt. 1988. V. 35. P. 1979.
- [10] Yumashev K.V., Mikhailov V.P., Prokoshin P.V., Artyemyev M.V., Gurin V.S. // Opt. Commun. 1996. V. 125. P. 59.
- [11] Hu Y.Z., Lindberg M., Koch S.W. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. P. 1713.
- [12] Липатова З.О., Колобкова Е.В., Бабкина А.Н. // Опт. и спектр. 2016. Т. 121. № 5. С. 713–721; Lipatova Z.O., Kolobkova E.V., Babkina A.N. // Opt. Spectrosc. 2016. V. 121. N 5. P. 713–721. doi 10.7868/S0030403416110167
- [13] Zhang L. // Nanoscale Research Letters. 2017. V. 12. P. 222. doi 10.1186/s11671-017-1971-6
- [14] Колесова Е.П. // Опт. и спектр. 2017. Т. 122. № 1. С. 106–109; Kolesova E.P. // Opt. Spectrosc. 2017. V. 122. N 1. P. 106–109. doi 10.7868/S0030403417010135
- [15] Malý P., Trojanek F., Svoboda A. // J. Opt. Soc. Am. B. 1993. V. 10. P. 1890.
- [16] Hu Y.Z., Koch S.W., Lindberg M., Peyghambarian N., Pollock E.L., Abraham F.F. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 1805.
- [17] Bawendi M.G., Wilson W.L., Rothberg L., Carroll P.J., Jedju T.M., Steigerwald M.L., Brus L.E. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 1623.
- [18] Юмашев К.В., Маляревич А.М., Поснов Н.Н., Михайлов В.П., Липовский А.А., Колобкова Е.В., Петруков В.Д. // Квант. электрон. 1998. Т. 25. № 8. С. 735.
- [19] Park S.H., Casey M.P., Falk J. // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. N 12. P. 8041–8045.
- [20] de Souza J.M., Pilla V., Messias D.N., Silva A.C.A., Dantas N.O., Andrade A.A. // Proc. of SPIE. 2017. V. 10114. 101140U. doi 10.1117/12.2250209
- [21] Xiangming Liu, Yasuo Tomita // Physics Research International. V. 2012. Article ID 161572. doi 10.1155/2012/161572
- [22] de Souza J.M., Messias D.N., Pilla V., Silva A.C.A., Dantas N.O., Andrade A.A. // Proc. of SPIE. 2017. V. 56. N 12. 121909. doi 10.1117/1.OE.56.12.121909
- [23] Peyghambarian N., Fluegel B., Hulin D., Migus A., Joffre M., Antonetti A., Koch S.W., Lindberg M. // IEEE J. Quant. Electron. 1989. QE-25. P. 2516.
- [24] Tsuda S., Brio Cruz C.H. // Optic Lett. 1991. V. 20. P. 1596–1598.
- [25] Warnock J., Awschalom D.D. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. P. 5529.
- [26] Zheng J.P., Shi L., Choa F.S., Liu P.L., Kwok H.S. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 645.
- [27] Hache F., Klein M.C., Ricard D., Flytzanis C. // J. Opt. Soc. Am. B. 1991. V. 8. P. 1802.
- [28] Zheng J.P., Shi L., Choa F.S., Liu P.L., Kwok H.S. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 645.
- [29] Расмагин С.И., Новиков И.К. // ФТП. 2019. Т. 53. № 4. С. 508–511. doi 10.1134/S1063782619040249
- [30] Chestnoy N., Harris T.D., Hull R., Brus L.E. // J. Phys. Chem. 1986. V. 90. P. 3393.
- [31] O'Neil M., Marohn J., McLendon G. // J. Phys. Chem. 1990. V. 94. P. 4356.
- [32] Nuss M.C., Zinth W., Kaiser W. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. P. 1717.
- [33] Henglein A., Kumar A., Janata E., Weller H. // Chem. Phys. Lett. 1986. V. 132. P. 133.