

## ФЕМТОСЕКУНДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ФОРМИРОВАНИЯ СВОБОДНЫХ ПОЛЯРОНОВ И ПИКОМЕТРОВЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ ПРИМЕСНЫХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛЕ ФТОРИДА КАДМИЯ

Д. И. Стаселько<sup>1</sup>, С. А. Тихомиров<sup>2</sup>, О. В. Буганов<sup>2</sup>,  
А. С. Щеулин<sup>1</sup>, А. Е. Ангервакс<sup>1</sup>, А. И. Рыскин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий,  
механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск,  
Республика Беларусь

angervax@mail.ru, dmitry@staselko.spb.ru

Экспериментально изучена кинетика спектров фотоиндуцированного поглощения кристаллов  $\text{CdF}_2$  с бистабильными центрами индия и галлия при фемтосекундном импульсном возбуждении. На примере ионов индия показано, что полоса просветления в спектре поглощения глубоких центров формируется в течение времени 0.8–1 пс, что значительно превосходит интервал, в течение которого происходит поглощение фотонов.

Предложена интерпретация этого процесса как результата перемещения иона индия из исходного межузельного положения в узел соседней кристаллической ячейки, дана оценка скорости такого перемещения: 200–250 м/с, что близко к тепловой скорости данного иона при комнатной температуре. Впервые дана экспериментальная оценка времен, характеризующих процесс формирования свободных поляронов вследствие смещения окружающих ионов кристаллической решетки (0.8–1.2 пс).

Оценены времена захвата свободных поляронов трехвалентными ионами галлия и индия, составляющие, соответственно, 5 и 10 пс, а также присущие этим захватам сечения:  $2 \cdot 10^{-16}$  и  $8 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> соответственно.

**Ключевые слова:** фемтосекундная спектроскопия.

### 1. Введение

В работах [1–3] был предложен новый класс динамических сред для оперативной оптической (голографической) обработки данных на основе кристаллов фторида кадмия с бистабильными примесными центрами индия и галлия. Была показана возможность широкополосной записи в них преимущественно фазовых голограмм с равномерными характеристиками (чувствительность, дифракционная эффективность) в интервале пространственных частот от 0 до 5000 мм<sup>-1</sup>. Характерной особенностью данных сред является возможность температурного управления спонтанным стиранием голограммы от практически бесконечного времени до времен наносекундного диапазона [4–6]. Эту возможность создает потенциальный барьер между состояниями бистабильного центра. Существенным обстоятельством является также кубическая структура кристалла-матрицы, позволяющая использовать свойство поляризации излучения для разделения процессов записи и считывания при высокочастотном режиме работы. На основе кристаллов  $\text{CdF}_2$  с бистабильными центрами индия и галлия были разработаны оптические корреляторы [7, 8] и динамические голографические корректоры волновых фронтов и изображений [9].

Вместе с тем эти кристаллы являются уникальными объектами с точки зрения возможности независимого изучения релаксационных процессов в решетке, приводящих к ее

поляризации и связанных как с образованием свободных носителей – фотоэлектронов, отрывааемых светом от одновалентных ионов примесей, так и с одновременным изменением заряда ионов, потерявших электроны. В первом случае следует ожидать появления поляронных состояний свободных носителей [19], а во втором – перемещения указанных ионов из межузельных положений, которые они согласно прямым квантовым расчетам занимают в одновалентном состоянии [16] в ближайшие свободные узлы решетки. В [16] были также рассчитаны расстояния, разделяющие указанные положения. Для ионов галлия и индия они оказались близки и составили примерно 1,8 Å или 180 пм. Более подробное изложение физических особенностей данных кристаллов, процедур их получения и последующего аддитивного окрашивания, приводящего к появлению полос поглощения в видимой области спектра, а также результатов их электро- и фотофизических исследований можно найти в работах [16–19]. Длительность обсуждаемых релаксационных процессов определяется смещениями ионов кристаллической решетки с характерными для них временами порядка одной пикосекунды. Поэтому естественно ожидать возникновения в экспериментах по фемтосекундному возбуждению таких кристаллов определенных временных задержек установления спектров, соответствующих релаксированным состояниям, относительно моментов окончания поглощения образцом фотонов возбуждающего излучения.

Сказанное выше определило цель настоящей работы как изучение переходной динамики спектров наведенного поглощения легированных кристаллов  $\text{CdF}_2$  в процессе его установления и последующий анализ полученных спектров с целью обнаружения указанных релаксационных процессов и определения их относительных вкладов в спектрально-временную кинетику поглощения.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Полупроводниковые кристаллы  $\text{CdF}_2:\text{Ga}$  и  $\text{CdF}_2:\text{In}$  исследовались при комнатной температуре. Кристаллы были выращены модифицированным методом Стокбаргера–Бриджмена в графитовых тиглях. Примесь индия вводилась в исходный материал для выращивания в виде фторида иттрия с концентрацией 0.05 моль % (In), что соответствует средней концентрации ионов индия в кристалле  $1.25 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Галлий вводился в виде арсенида; по данным масс-спектрометрического анализа его концентрация в кристалле составляла  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Аддитивное окрашивание кристаллов осуществлялось в вакуумированной стеклянной установке.

Спектры поглощения кристаллов  $\text{CdF}_2$  с примесными центрами галлия и индия показаны на рис. 1. Полосы поглощения в ультрафиолетовой–видимой (УФ–ВИД) и инфракрасной (ИК) областях спектра связаны, соответственно, с исходным одновалентным (глубоким) и фотоионизованным (мелким) состояниями примесных центров. Концентрация глубоких центров определяется числом электронов, введенных в кристалл при его аддитивном окрашивании; эти электроны распределяются между глубокими и мелкими состояниями центра, а также зоной проводимости.

Для изучения кинетики перестройки состояния бистабильных центров в кристаллах  $\text{CdF}_2$  использовался фемтосекундный спектрометр Института физики НАН Беларуси [27], Световой импульс титан-сапфирового лазера, построенного по схеме “задающий генератор–стретчер–усилитель–компрессор” с длительностью импульса 150 фс и выходной энергией 0.6 мДж на длинах волны 780–800 нм, поступал на вход оптической схемы и использовался для накачки исследуемого образца, а также генерации, синхронно с накачкой, импульса широкополосного пробного излучения в диапазоне длин волн 400–1200 нм. Это позволило применить известную методику “возбуждения-зондирования” (“pump-probe method”) с регулируемым временным интервалом между импульсами возбуждающего и пробного

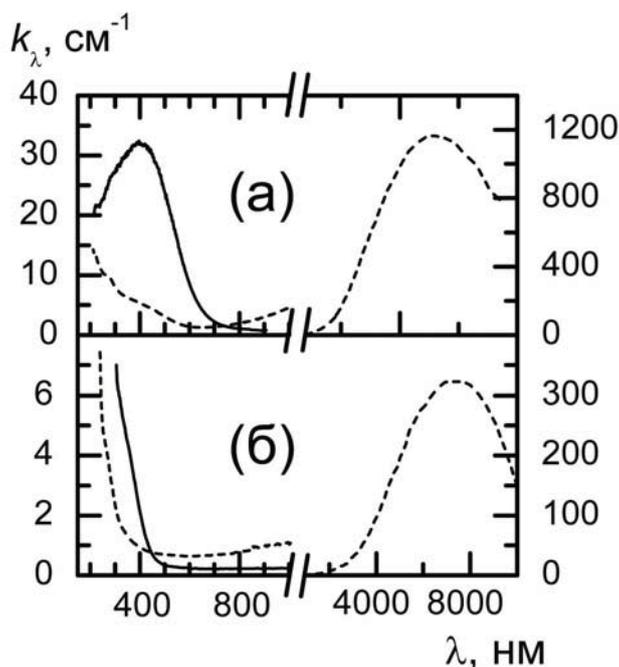


РИС. 1. Спектры поглощения кристаллов  $\text{CdF}_2:\text{In}$  (а) и  $\text{CdF}_2:\text{Ga}$  (б), охлажденных в темноте до температуры жидкого азота (сплошные линии), и после облучения в УФ–ВИД-полосе поглощения (штриховые линии)

излучений. Для возбуждения исследуемых объектов использовалась вторая гармоника излучения основной частоты (395 нм).

Пробным импульсом служило излучение фемтосекундного суперконтинуума, генерируемого путем фокусировки излучения основной частоты в кювету с дистиллированной водой и позволявшего зондировать исследуемые объекты на любой длине волны в диапазоне 430–1100 нм. Минимальный шаг в линии задержки составляет 8.3 фс, максимально возможная задержка – 1 нс. После линии задержки импульс проходит через кристалл ВВО толщиной 0.8 мм, в котором происходит генерация второй гармоники с коэффициентом преобразования примерно 40%.

В спектрометре реализована двухлучевая схема измерений. Коллимированный пучок белого света суперконтинуума делится на два примерно равных по энергии с помощью металлического частично прозрачного зеркала. Один из них проходит через исследуемый объект до прихода к нему возбуждающего импульса и служит в качестве опорного сигнала. Второй, пройдя через регулируемую линию задержки, пропускается через возбужденный объем в исследуемом образце, формируя пробный сигнал. Оба пучка далее посылаются на полихроматор, и их спектры регистрируются кремниевой охлаждаемой ПЗС-матрицей Р24 (ОАО «ЦНИИ «Электрон», г. Санкт-Петербург), содержащей  $760 \times 580$  пикселей. Оцифрованные сигналы матрицы поступают на вход персонального компьютера и подвергаются программной обработке с целью определения спектральных изменений оптической плотности  $\Delta D$  согласно формуле:

$$\Delta D(\lambda, t) = \lg(T_0/T),$$

где  $T = I_{\text{проб}}/I_{\text{оп}}$ ,  $T_0 = I_{\text{проб}}^0/I_{\text{оп}}^0$  – отношения энергий пробного и опорного импульсов, прошедших через исследуемый образец при возбуждении ( $I_{\text{проб}}$ ,  $I_{\text{оп}}$ ) и без него ( $I_{\text{проб}}^0$ ,  $I_{\text{оп}}^0$ ).

### Экспериментальные результаты

Под действием импульса УФ-излучения ( $\lambda = 395$  нм, длительность 150 фс) в области полосы поглощения глубоких центров наблюдается уменьшение оптической плотности образца  $\Delta D$  (полоса просветления), зеркально повторяющее спектральный ход длинноволнового крыла УФ–ВИД-полосы поглощения.

В области поглощения мелких центров оптическая плотность возрастает, повторяя ход коротковолнового крыла ИК-полосы. В качестве примера на рис. 2 показан спектр поглощения кристалла  $\text{CdF}_2:\text{In}$  и спектр изменений оптической плотности под действием указанного импульса при времени задержки 1 нс. Этот рисунок иллюстрирует антибатную спектральную зависимость оптической плотности ( $D$ ) и ее фотоиндуцированного изменения ( $\Delta D$ ) в области поглощения глубоких центров и симбатную зависимость этих величин в области поглощения мелких центров.

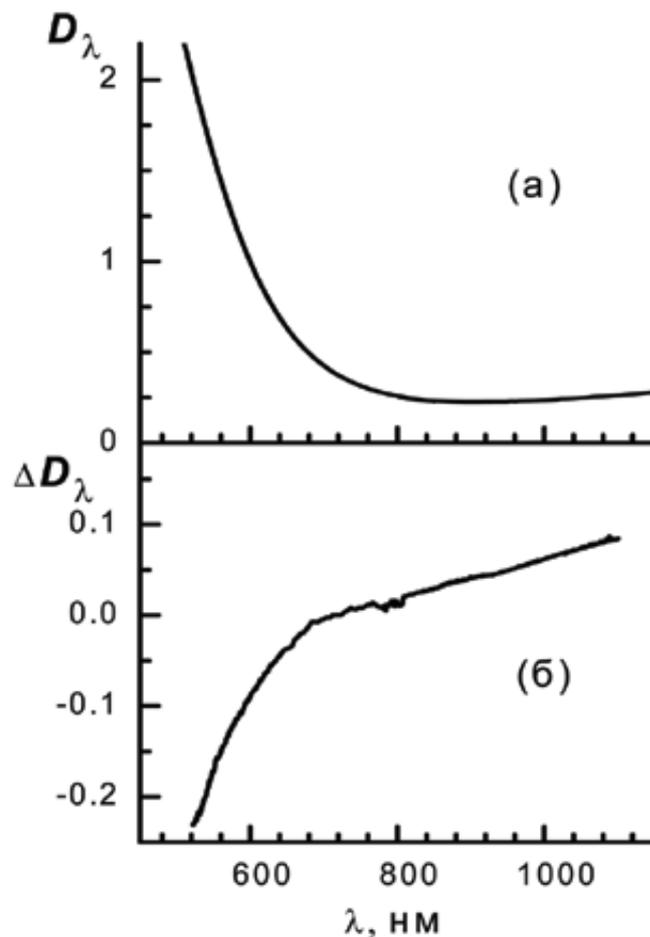


Рис. 2. а – спектр исходного поглощения кристалла  $\text{CdF}_2:\text{In}$ ; б – спектр фотоиндуцированного изменения поглощения образца под действием импульса УФ-излучения длительностью 150 фс спустя 1 нс после начала возбуждения

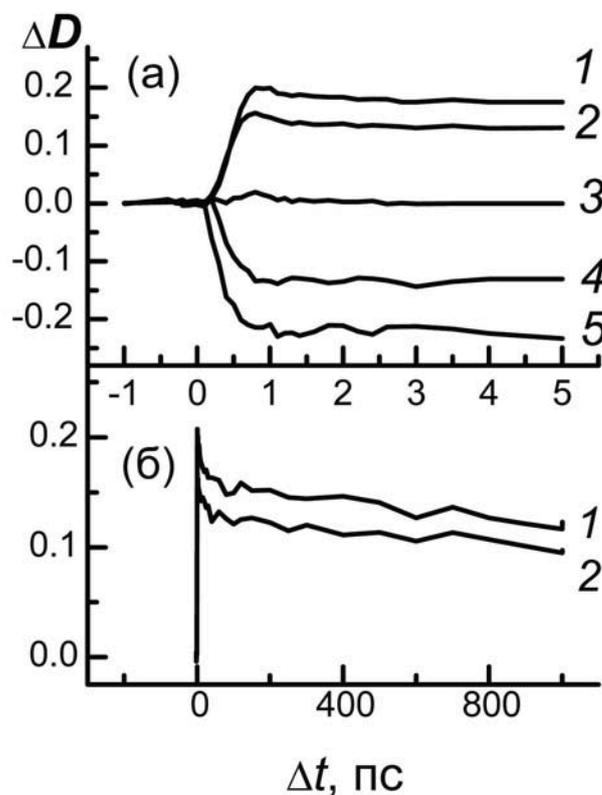


РИС. 3. Кинетика изменения поглощения кристалла  $\text{CdF}_2:\text{In}$  в интервале времен задержки пробного импульсов 0–5 пс (а) и 0–1000 пс (б). Длины волн пробного пучка: 1 – 1100 нм, 2 – 1000 нм, 3 – 730 нм, 4 – 570 нм, 5 – 530 нм

На рис. 3а и 3б для ряда длин волн в диапазоне 525–1100 нм представлена зависимость от времени задержки фотоиндуцированного изменения поглощения кристалла  $\text{CdF}_2:\text{In}$  во временных интервалах 0–5 пс и 0–1000 пс. На рис. 4а и 4б подобные зависимости приведены для кристалла  $\text{CdF}_2:\text{Ga}$  во временных интервалах 0–5 пс и 0–100 пс.

В области полосы поглощения глубоких центров индия (530–700 нм) наблюдается заметное ( $\Delta D \sim 0.2$ ) уменьшение оптической плотности. Время нарастания просветления данной полосы составляет примерно 1 пс с начального момента возбуждения образца, что заметно превосходит временное разрешение фемтосекундного спектрометра, определяемое его временной аппаратной функцией ( $\sim 400$  фс). В последующие 10 пс уровень просветления в этой полосе остается практически неизменным.

В центральной части спектральной щели, вблизи изобестической длины волны 700 нм, соответствующей равенству величин поглощения глубоких и мелких состояний индия, поглощение практически не изменяется во времени. В области ИК-полосы при длинах волн 700–1100 нм происходит нарастание оптической плотности с фронтом длительностью от 0.5 до 0.8 пс, а затем наблюдается ее сравнительно медленный спад в течение всего последующего исследованного временного интервала (1000 пс) примерно в 1.5 раза.

Для кристалла  $\text{CdF}_2:\text{Ga}$  при тех же условиях возбуждения в доступной для наблюдения спектральной области пробного пучка (500–1100 нм) незначительное просветление наблюдается лишь в узком интервале длин волн, ограниченном, как и в предыдущем случае,

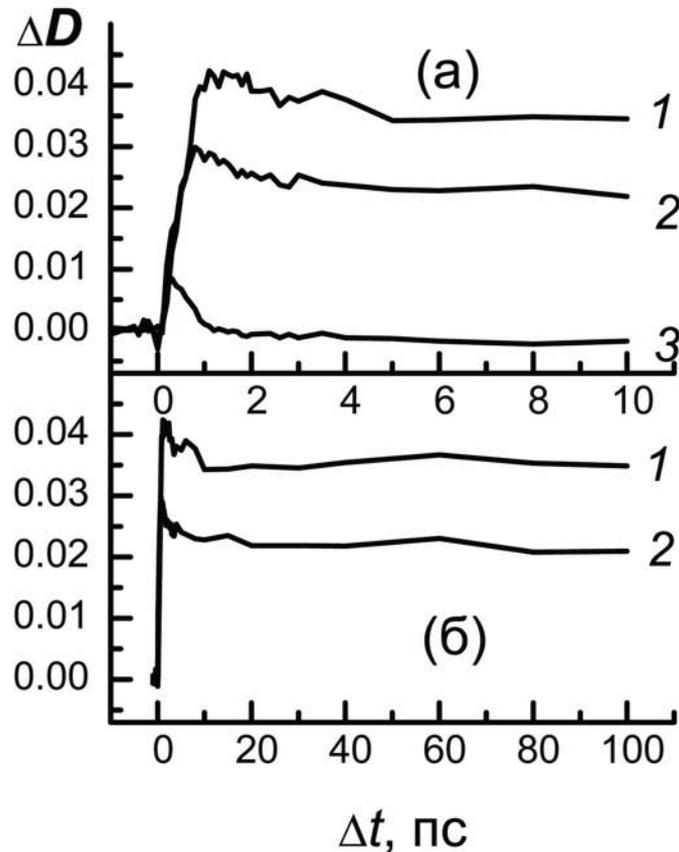


Рис. 4. То же для кристалла  $\text{CdF}_2:\text{Ga}$  в интервале 0–5 пс (а) и 0–100 пс (б). Длины волн пробного пучка: 1 – 1000 нм, 2 – 850 нм, 3 – 530 нм

положением соответствующей изобестической точки (для иона галлия  $\sim 520$  нм). В данном случае фотовозбуждение попадает в самый край длинноволнового крыла полосы поглощения глубоких центров. По этой причине большая часть изменения оптической плотности в исследованном диапазоне длин волн относится к полосе поглощения мелких центров, т.е. соответствует увеличению оптической плотности (рис. 6).

Начальный участок приращения оптической плотности кристалла  $\text{CdF}_2:\text{Ga}$  качественно сходен с соответствующим участком кинетики кристалла  $\text{CdF}_2:\text{In}$  (ср. рис. 3а и 4а), однако, обращает на себя внимание наличие перегиба (“плеча”) на переднем фронте нарастания сигнала отклика и несколько большая длительность этого фронта (0.8–1.2 пс). Следует отметить, что оценка времени начального нарастания этого отклика в данном случае затруднительна ввиду заметного вклада на этом участке сигнала наведенного поглощения предельно короткого отклика, связываемого в литературе с электронной керровской нелинейностью [28]. Последний имеет характерную знакопеременную форму, которая, согласно [28], зависит от длины волны пробного импульса. Амплитуда этого отклика значительно возрастает в слабопоглощающих средах. Так, в нелегированном (диэлектрическом) кристалле  $\text{CdF}_2$  эта амплитуда при тех же условиях возбуждения возрастает примерно на порядок величины, достигая значений  $\Delta D = 0.1\text{--}0.2$  в диапазоне длин волн 600–900 нм.

### 3. Обсуждение эксперимента

Один из наиболее существенных результатов эксперимента состоит в том, что полное формирование полосы просветления для глубоких центров происходит за время порядка пикосекунды. Данное время заметно превосходит как физическое время, соответствующее процессу фотоионизации центра (фемтосекундный диапазон), так и величину временной аппаратной функции спектрометра (400 фс). Это означает, что акт фотоионизации глубокого центра, инициируя изменение спектра поглощения кристалла с бистабильными центрами, вовсе не завершает процесс формирования нового спектра, отражающего переход этих центров в мелкое состояние.

Дело в том, что этот акт происходит за время, в течение которого пространственная конфигурация ионизованного глубокого центра не успевает измениться. При этом образовавшееся в результате поглощения света одноэлектронное состояние является неустойчивым, поскольку его ядерная конфигурация соответствует глубокому (двухэлектронному) состоянию. Следствием этой неустойчивости является перестройка решетки, характерным элементом которой является смещение примесного иона из межузельного положения, соответствующего глубокому состоянию, в узел соседней кристаллической ячейки. Это смещение и сопутствующее изменение положения окружающих примесных ионов решетки завершает процесс превращения фотоионизованного глубокого центра в мелкий центр. Из общих соображений ясно, что этот процесс протекает за времена порядка обратных колебательных частот ( $10^{-13}$ – $10^{-12}$  с). Близкое к этому время формирования полосы просветления в спектральной области поглощения глубоких центров и плавная перестройка спектра в течение этого времени и наблюдается в эксперименте.

Определенное в эксперименте время перестройки центра (0.8–1 пс) может быть использовано для оценки скорости перемещения примесного иона в процессе его перехода из глубокого состояния в мелкое. С учетом известного расстояния между положениями этих состояний (согласно [16], 0.18 нм) получаем значение скорости около 200–250 м/с, что примерно на порядок меньше скорости сдвиговой звуковой волны в решетке кристалла  $\text{CdF}_2$  и близко к тепловой скорости данного иона при комнатной температуре (200 м/с).

Природа и причины наблюдаемого отклика наведенного поглощения в ИК-области спектра имеют более сложный характер. Данный отклик формируется целым рядом процессов, к числу которых относятся: фотоотрыв электрона от глубокого примесного центра в зону проводимости (1); последующее формирование из него свободного полярона (2); релаксация полярона на дно зоны проводимости (3); захват свободного полярона трехвалентным ионом примеси (4) и преобразование возникшего комплекса в мелкий водородоподобный центр (5); формирование аналогичного центра в результате описанного в начале этого раздела процесса трансформации фотоионизованного глубокого центра (6); установление температурного равновесия в системе бистабильных центров, находящихся в мелком и глубоком состояниях, и свободных поляронов (7).

Существенным обстоятельством для интерпретации ИК-отклика, имеющего столь сложную природу, является тот факт, что сечение поглощения свободных носителей в ближнем ИК-диапазоне спектра, согласно [29], в 3–4 раза превосходит сечение поглощения мелких примесных центров. Отсюда следует, что начальный участок роста во времени оптической плотности в области ИК-полосы поглощения вплоть до образования максимума обусловлен, в основном, поглощением пробного излучения формирующимися свободными поляронами, а не мелкими примесными центрами. Таким образом, заметная инерционность переднего фронта наблюдаемого отклика в спектрах полос наведенного ИК-поглощения характеризует процесс формирования свободного полярона.

Относительный вклад мелких центров в результирующий сигнал должен возрастать по мере снижения концентрации свободных носителей (поляронов) вследствие их захвата трехвалентными примесями.

Следует отметить наличие перегиба на переднем фронте ИК-отклика кристалла  $\text{CdF}_2:\text{Ga}$  (рис. 4а). Дело в том, что формирование свободного полярона протекает в два этапа. На первом этапе образуется свободный электрон (стадия 1, см. выше). Характерное время этого процесса лежит за пределами временного разрешения установки, и экспериментально регистрируемую кинетику на данном этапе определяет аппаратная функция спектрометра. На втором этапе (стадия 2) происходит релаксация решетки, приводящая к образованию свободного полярона. Оба возбужденных состояния способны поглощать свет. Наличие упомянутого перегиба отражает тот факт, что свободные поляроны имеют большее сечение поглощения, нежели свободные электроны, концентрация которых уменьшается по мере их превращения в поляроны.

Наличие перегиба на фронте наведенного поглощения кристалла  $\text{CdF}_2:\text{Ga}$  при его отсутствии для кристалла  $\text{CdF}_2:\text{In}$ , вероятно, связано со сравнительно малым радиусом атома галлия. Вследствие этого решетка кристалла сильнее искажена вблизи галлия (при любом его валентном состоянии), нежели вблизи индия. Исходя из этого, можно предположить, что релаксация решетки, приводящая к образованию полярона, в кристалле  $\text{CdF}_2:\text{Ga}$  затруднена, по сравнению с кристаллом  $\text{CdF}_2:\text{In}$ , и занимает больше времени. Действительно, передний фронт ИК-отклика по длительности заметно превышает 1 пс для кристалла  $\text{CdF}_2:\text{Ga}$  и несколько меньше этой величины для кристалла  $\text{CdF}_2:\text{In}$ . “Сжатость” этого фронта для последнего кристалла – при значительной величине временной аппаратной функции спектрометра – затрудняет для этого кристалла разделение этапов первоначального образования свободного электрона и последующего его превращения в свободный полярон.

Представление о длительности процессов (4)–(5), связанных с захватом свободных поляронов трехвалентными ионами примеси и сопровождающей этот захват релаксацией решетки, дает кинетика начального участка спада сигнала ИК-поглощения. Соответствующий временной интервал, который может быть интерпретирован как проявление снижения концентрации свободных поляронов, имеет длительность около 10 пс для индия и 5 пс для галлия.

Принимая данные значения в качестве оценки времен жизни поляронов по отношению к захвату их соответствующими трехвалентными ионами  $\tau_p$ , мы можем оценить сечения захвата поляронов этими ионами с помощью известного соотношения [30]:

$$S_p = 1/(V_{tp}N_i\tau_p),$$

где  $V_{tp} \sim 10^7$  см/с – тепловая скорость полярона, а  $N_i$  – значения концентрации трехвалентных примесей галлия ( $10^{20}$  см<sup>-3</sup>) и индия ( $1.25 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) для использованных в эксперименте образцов. Подставляя указанные значения в (3), находим, что сечения захвата свободных поляронов в кристаллах  $\text{CdF}_2:\text{Ga}$  и  $\text{CdF}_2:\text{In}$  трехвалентными ионами галлия и индия составляют, соответственно,  $2 \cdot 10^{-16}$  и  $8 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>.

Если предположить, что поглощение в максимуме приращения оптической плотности связано преимущественно со свободными носителями – поляронами, а поглощение после протекания упомянутой выше “быстрой” стадии уменьшения этого приращения после достижения максимума – с мелкими центрами, то можно заключить, что сечение ИК-поглощения этих центров в 2–3 раза меньше сечения поглощения поляронов. Эта оценка по порядку величины сходится с упомянутой выше оценкой, приведенной в работе [29].

#### 4. Заключение

Экспериментальное изучение кинетики спектров фотоиндуцированного поглощения кристаллов  $\text{CdF}_2$  с бистабильными примесными центрами при фемтосекундном импульсном возбуждении и последующий анализ полученных результатов позволяют сделать определенные выводы о процессах, связанных с движением свободных носителей и разнообразными релаксационными перемещениями ионов кристаллической решетки, которые протекают в фотовозбужденном кристалле в течение 1 первых пикосекунд от начала возбуждения.

На примере ионов индия показано, что полоса просветления в спектре поглощения глубоких центров формируется в течение времени 0.8–1 пс, что значительно превосходит интервал, в течение которого происходит их ионизация. Предложена интерпретация этого процесса как следствия перемещения глубокого центра после его ионизации из исходного межузельного положения в узел соседней кристаллической ячейки и дана оценка скорости такого перемещения: 200–250 м/с, близкая к скорости теплового движения данного иона при комнатной температуре.

Впервые дана экспериментальная оценка характерного времени формирования поляронного состояния фотовозбужденных носителей, образование которого обусловлено перестройкой ионов решетки вокруг движущегося электрона. Это время оказалось близким к времени перестройки решетки, связанной с перемещением глубоких центров в процессе их перехода в мелкое состояние, и составило 0.8–1.2 пс.

Оценены времена захвата свободных поляронов трехвалентными ионами галлия и индия, составляющие, соответственно, 5 и 10 пс, а также соответствующие этим захватам сечения:  $2 \cdot 10^{-16}$  (галлий) и  $8 \cdot 10^{-16}$   $\text{см}^2$  (индий).

Таким образом, в результате проведенного исследования была получена важная информация о кинетике многообразных процессов, протекающих в кристаллах фторида кадмия при фотоиндуцированных переходах бистабильных центров индия и галлия.

Дальнейшее изучение этих явлений требует проведения экспериментов в расширенном спектральном диапазоне и в определенном интервале температур, а не только при фиксированной (комнатной) температуре. Целесообразно также увеличить временное разрешение установки, что позволит получить более детальное представление о вкладе различных процессов в наблюдаемую картину спектральной кинетики фотоиндуцированного изменения состояний бистабильного центра в кристалле фторида кадмия.

Авторы признательны Е.Ю. Перлину за полезное обсуждение результатов работы.

#### Литература

- [1] Ryskin A.I., Shcheulin A.S., Koziarska B., Langer J.M., Suchocki A., Buchinskaya I.I., Fedorov P.P., Sobolev B.P. // *Appl. Phys. Lett.* 1995. V. 67. № 1. P. 31.
- [2] Koziarska B., Langer J.M., Ryskin A.I., Shcheulin A.S., Suchocki A. // *Acta Phys. Pol. A.* 1995. V. 88. № 5. P. 1010.
- [3] Ryskin A.I., Shcheulin A.S., Miloglyadov E.V., Linke R.A., Redmond I., Buchinskaya I.I., Fedorov P.P., Sobolev B.P. // *J. Appl. Phys.* 1998. V. 83. № 4. P. 2215.
- [4] Linke R.A., Shcheulin A.S., Ryskin A.I., Buchinskaya I.I., Fedorov P.P., Sobolev B.P. // *Appl. Phys. B (Lasers and Optics)*. 2001. № 6. V. 72. P. 677.
- [5] Щеулин А.С., Ангервакс А.Е., Рыскин А.И., Линке Р.А. // *Опт. и спектр.* 2002. Т. 92. № 1. С. 141.
- [6] Ryskin A.I., Shcheulin A.S., Kazanskii S.A., Angervaks A.E. // *J. Lumin.* 2007. V. 125. № 1. P. 18.
- [7] Angervaks A.E., Malyi A.F., Fedorov I.Yu., Shcheulin A.S. // *Proc. SPIE.* 2008. V. 7006. P. 70060L.
- [8] Fedorov I.Yu., Angervaks A.E., Sokolov V.K., Shcheulin A.S. // *Opt. Mem. Neural Netw.* 2008. V. 17. № 4. P. 276.

- [9] Ангервакс А.Е., Димаков С.А., Климентьев С.И., Рыскин А.И., Щеулин А.С. // *Опт. и спектр.* 2006. Т. 101. № 1. С. 137.
- [10] Mooney P.M. // *J. Appl. Phys.* 1980. V. 67. № 3. P. R1.
- [11] Chadi D.J., Chang K.J. // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 61. № 7. P. 873.
- [12] Scheffler M. // *Festkor.-Adv. Solid St.* 1989. V. 29. P. 231.
- [13] Shcheulin A.S., Ryskin A.I., Swiatek K., Langer J.M. // *Phys. Lett. A.* 1996. V. 222. № 1. P. 107.
- [14] Kazanskii A.S., Ryskin A.I., Romanov V.V. // *Appl. Phys. Lett.* 1997. V. 70. № 10. P. 1272.
- [15] Казанский С.А., Рыскин А.И., Романов В.В. // *ФТТ.* Т. 39. Вып. 7. С. 1205.
- [16] Park C.H., Chadi D.J. // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82. № 1. P. 113.
- [17] Онопко Д.Е., Рysкин А.И. // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 61. № 19. P. 12952.
- [18] Казанский С.А., Рыскин А.И. // *ФТТ.* 2006. Т. 48. Вып. 9. С. 1573.
- [19] Казанский С.А., Рыскин А.И. Бистабильные примесные центры в сверхширокозонном полупроводнике – фториде кадмия. СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. 106 с.
- [20] Dmochowski J.E., Jantsch W., Langer J.M. // *Acta Phys. Pol. A.* 1988. V. 73. № 2. P. 179.
- [21] Каспаров В.В., Волков А.А., Ригус А.И. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2002. Т. 66. № 12. С. 1817.
- [22] Каспаров В.В., Волков А.А., Ригус А.И. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2003. Т. 67. № 12. С. 1763.
- [23] Kunze I., Ulrici W. // *Phys. Stat. Sol. (b).* 1973. V. 55. № 2. P. 567.
- [24] Piekara U., Langer J.M., Krukowska-Fulde B. // *Sol. Stat. Commun.* 1977. V. 3. № 7. P. 583.
- [25] Ryskin A.I., Shcheulin A.S., Онопко Д.Е. // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 80. № 13. P. 2949.
- [26] Казанский С.А., Щеулин А.С., Рыскин А.И. // *Опт. и спектр.* 2007. Т. 102. № 3. С. 469.
- [27] Блохин А.П., Гелин Ф., Буганов О.В., Тихомиров С.А., Толсторожев Г.В. // *Журн. прикл. спектр.* 2003. Т. 70. С. 66.
- [28] Kovalenko S.A., Dobryakov A.L., Ruthmann J., Ernsting N.P. // *Phys. Rev. A.* 1999. V. 59. № 3. P. 2369.
- [29] Moser F., Matz D., Lyu S. // *Phys. Rev.* 1969. V. 182. P. 808.
- [30] Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М.: Изд-во иностр. литературы, 1952. 558 с.