

Спектральная зависимость фотоиндуцированного поглощения, наведенного в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ импульсным излучением с длиной волны 532 нм

А.Л.Толстик, А.Ю.Матусевич, М.Г.Кистенева, С.М.Шандаров,
С.И.Иткин, А.Е.Мандель, Ю.Ф.Каргин, Ю.Н.Кульчин, Р.В.Ромашко

Исследованы спектральные зависимости фотоиндуцированного поглощения, наведенного в нелегированном кристалле титаната висмута при облучении лазерными импульсами с длиной волны 532 нм. Показано, что в спектральном диапазоне 492–840 нм оптическое поглощение в кристалле растет с экспозицией. В темновых условиях релаксация наведенных изменений в поглощении продолжается в течение более 60 ч. Предложена модель фотоиндуцированного поглощения, предполагающая заселение двух ловушечных центров с нормальным законом распределения концентраций по энергии фотовозбужденными с доноров в зону проводимости электронами. Для средних значений энергии ионизации ловушек ($E_1 = 1.60$ эВ и $E_2 = 2.57$ эВ) данная модель позволяет удовлетворительно аппроксимировать спектральные зависимости наведенного поглощения. На основе предложенной модели проведена оценка наблюдаемого ранее экспериментально эффекта увеличения фоторефрактивной чувствительности кристалла титаната висмута в ближней ИК области после его предварительной экспозиции видимым излучением. Предсказана возможность увеличения быстродействия устройств динамической голографии на основе кристаллов ВТО, облученных светом из зеленой области спектра.

Ключевые слова: фотоиндуцированное поглощение, спектральная зависимость, титанат висмута.

1. Введение

Разработка высокочувствительных измерительных систем, способных устойчиво работать в реальных условиях и регистрировать сверхмалые физические величины в присутствии неконтролируемых изменений внешних факторов, является важным направлением при решении задач мониторинга состояния технических конструкций, диагностики материалов, исследований биологических объектов и др. Построение таких измерительных систем на основе фоторефрактивных сред позволяет совместить реализацию интерферометрических принципов высокочувствительной регистрации и принципов адаптивности к шумовым воздействиям. Из множества фоторефрактивных материалов большое внимание привлекают кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО) со структурой силленита, которые благодаря хорошим фотопроводящим свойствам перспективны для создания на их основе устройств оптической памяти, динамической голографии, интегральной и нелинейной оптики, а также адаптивных информационно-измерительных систем [1–7]. При этом физические свойства кри-

сталла (тип и концентрация примесей, структура дефектных уровней, стехиометрический состав и др.) определяют два основных параметра реализуемых устройств – фоторефрактивную чувствительность и время отклика. Однако материальные параметры кристалла закладываются в процессе его роста и не могут быть изменены в дальнейшем.

Освоение методики управления чувствительностью и быстродействием фоторефрактивного устройства должно значительно увеличить его функциональные возможности и расширить область практического применения. Возможным механизмом управления отмеченными параметрами может служить фотохромный эффект (ФХЭ), заключающийся в обратимом изменении оптического поглощения кристаллов BSO, BGO и ВТО при облучении их светом из видимой и ближней УФ области [1, 3, 4, 8–18]. Причиной ФХЭ считается перезарядка дефектных центров с различными сечениями фотоионизации, при этом одна их часть играет роль доноров, а вторая – ловушек для носителей заряда [13, 17–19].

Перераспределение зарядов по донорным и ловушечным центрам должно приводить к обратимому изменению фоторефрактивных параметров кристалла. Ранее было экспериментально продемонстрировано, что предварительная экспозиция видимым излучением существенно увеличивает эффективность двухпучкового взаимодействия для излучения ближней ИК области (на длинах волн $\lambda = 1064$ [20] и 780 нм [21]) на формируемых в нелегированных кристаллах ВТО фоторефрактивных голограммах. Наблюдаемые эффекты позволили авторам работ [20, 21] сделать вывод о наличии в исследованных кристаллах глубокого донорного центра, с которого может происходить фотовозбуждение электронов в зону проводимости с последующим захватом некоторой их

А.Л.Толстик, А.Ю.Матусевич. Белорусский государственный университет, Белоруссия, 220030 Минск, просп. Независимости, 4; e-mail: Tolstik@bsu.by

М.Г.Кистенева, С.М.Шандаров, С.И.Иткин, А.Е.Мандель, Ю.Ф.Каргин. Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40; e-mail: shand@stack.ru

Ю.Н.Кульчин, Р.В.Ромашко. Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Россия, 690041 Владивосток, ул. Радио, 5; e-mail: kulchin@hq.febras.ru

Поступила в редакцию 1 августа 2006 г., после доработки – 5 июня 2007 г.

части на ловушки. Энергия кванта, необходимая для фотовозбуждения электронов с глубоких доноров, по оценке авторов [20] составила ~ 2 эВ, тогда как в работе [21] получено, что она лежит в диапазоне 1.85–1.96 эВ.

Увеличение фоторефрактивной чувствительности для излучения с длиной волны 1064 нм, связываемое с заселением электронами ловушек, указывает на достаточно высокую концентрацию таких центров, энергетические уровни которых находятся на расстояниях ~ 1.17 эВ от дна зоны проводимости. Для реализации устройств динамической голографии в ближнем ИК диапазоне представляют интерес количественные данные о характере распределения по энергиям концентрации ловушечных центров, заселенных электронами при предварительном облучении кристаллов ВТО излучением из видимой области.

Фотоиндуцированное поглощение света в кристаллах силленитов обычно изучается при их засветке непрерывным излучением от ламп с широким спектром [1, 3, 8–12], а также от монохроматических лазеров [13–16] или квазимонохроматических полупроводниковых светодиодов [15–17]. В работе [18] при изучении динамики фотоиндуцированного поглощения в легированных кальцием кристаллах титаната висмута $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ при их последовательном облучении квазимонохроматическим светом из красной (660 нм) и зеленой (525 нм) областей спектра обнаружено значительное взаимное влияние засветки на одной длине волны на поглощение излучения с другой длиной волны.

В настоящей работе изучаются спектральные зависимости фотоиндуцированного поглощения в нелегированном кристалле ВТО, наведенного в условиях импульсного лазерного возбуждения. Предложена модель дополнительного примесного поглощения, которое связано с заселением фотовозбужденными электронами двух ловушечных центров. Эта модель позволяет удовлетворительно аппроксимировать наблюдаемые спектральные зависимости в диапазоне 492–840 нм. Проведена оценка обусловленных наведенным поглощением изменений фоторефрактивной чувствительности и времени отклика кристалла в ближнем ИК диапазоне.

2. Методика и результаты эксперимента

Для изучения эффекта фотоиндуцированного поглощения использовался кристалл номинально нелегированного титаната висмута толщиной 2.8 мм, облучаемый импульсным лазером на длине волны 532 нм (вторая гармоника ИАГ-лазера). Длительность импульса составляла 30–50 нс, частота следования импульсов – 10 Гц, средняя энергия одного импульса – 0.5 мДж. Пространственно однородная часть лазерного излучения вырезалась диафрагмой 2.5 мм, при этом средняя интенсивность излучения на входе в кристалл составила 100 мВт/см². Все эксперименты проводились при комнатной температуре.

В процессе лазерного облучения в кристалле формировалась дефектная область, отличающаяся пропусканием в видимой и ближней ИК областях. Спектральные зависимости коэффициента поглощения $k_{\text{exp}}(\lambda, t_e)$, полученные при различных временах экспозиции t_e , представлены на рис. 1,а. Видно, что в исследованном диапазоне 492–840 нм спектр поглощения среды при лазерном облучении изменяется плавно. Эффект заметен уже при одной минуте облучения (экспозиция ~ 5 Дж/см²), а насы-

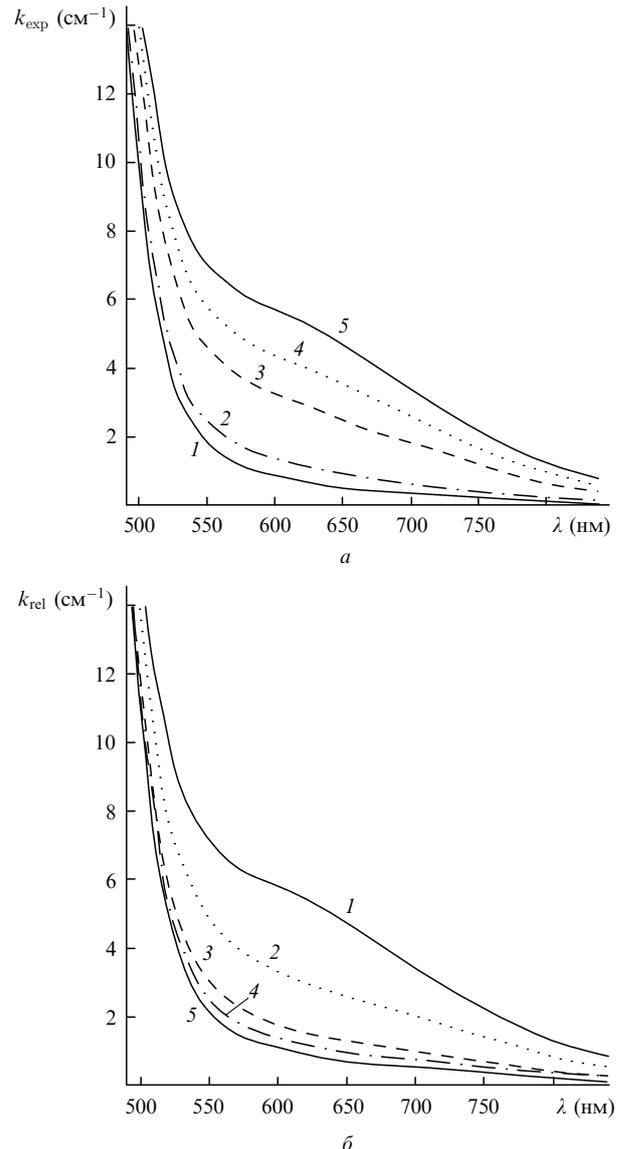


Рис.1. Динамика изменения спектров поглощения кристалла ВТО при засветке лазерными импульсами для времен экспозиции 0 (1), 60 (2), 600 (3), 1800 (4) и 3600 с (5) (а) и на этапе релаксации в различные моменты времени после окончания экспозиции: 0 (1), 15 (2), 34 (3), 40 (4), 60 ч (5) (б).

щение роста коэффициента поглощения наступает после облучения в течение 1 ч (экспозиция ~ 300 Дж/см²).

На рис.1,б представлены спектральные зависимости коэффициента поглощения $k_{\text{rel}}(\lambda, t_r)$, зафиксированные в различные моменты времени t_r от начала процесса релаксации фотоиндуцированного поглощения, которое продолжалось в темновых условиях в течение 60 ч. Релаксация коэффициента поглощения начиналась от значений $k_{\text{exp}}(\lambda, t_e^f)$, достигнутых при времени экспозиции $t_e^f = 3600$ с.

Спектры наведенных изменений в поглощении могут быть получены как разность коэффициентов поглощения $\Delta k_{\text{exp}}(\lambda, t_e) = k_{\text{exp}}(\lambda, t_e) - k_{\text{exp}}(\lambda, 0)$ и $\Delta k_{\text{rel}}(\lambda, t_r) = k_{\text{rel}}(\lambda, t_r) - k_{\text{exp}}(\lambda, 0)$ для стадий экспозиции и релаксации соответственно. При теоретическом рассмотрении удобно перейти к анализу зависимостей наведенных изменений в поглощении от энергии кванта светового излучения $E = \hbar\omega$, выраженной в электронвольтах. Соответствующие экспериментальные зависимости для $\Delta k_{\text{exp}}(E, t_e)$ и $\Delta k_{\text{rel}}(E, t_r)$ представлены точками на рис.2. Видно, что из-

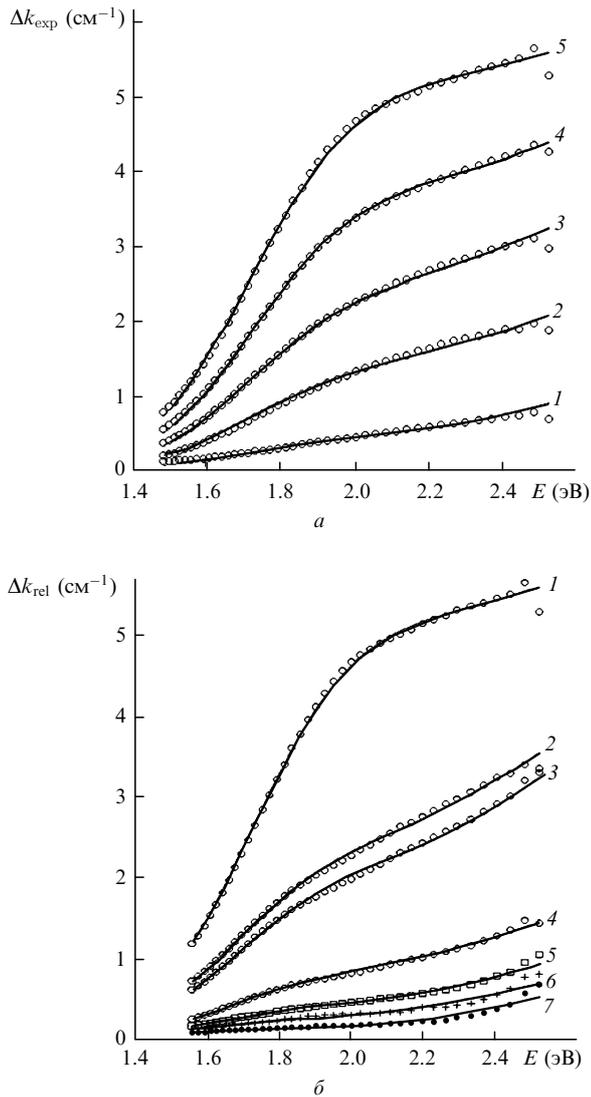


Рис.2. Спектральные зависимости дополнительного поглощения в кристалле ВТО при засветке лазерными импульсами для времени экспозиции 60 (1), 300 (2), 600 (3), 1800 (4) и 3600 с (5) (а) и на этапе релаксации в различные моменты времени после окончания экспозиции: 0 (1), 15 (2), 17 (3), 34 (4), 40 (5), 43 (6) и 60 с (7) (б); точки – эксперимент, сплошные кривые – теория.

менения в поглощении возрастают с энергией кванта и достигают в описываемом эксперименте максимальных значений ($\sim 5.5 \text{ см}^{-1}$) при $E = 2.52 \text{ эВ}$ ($\lambda = 492 \text{ нм}$).

3. Теоретическая модель наведенного примесного поглощения

Количественные модели фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах силленитов основаны на гипотезе о перезарядке дефектных центров, имеющих различные сечения фотоионизации [13, 17–19]. Предполагается, что электроны, возбуждаемые светом в зону проводимости с глубоких донорных центров, заселяют ловушки, что и приводит к изменению оптического поглощения. В работах [13, 17, 19] ловушки предполагаются мелкими, и их опустошение путем термического возбуждения электронов в зону проводимости обеспечивает релаксацию наведенных изменений в поглощении в темновых условиях. Однако авторами [18] показано, что глубина локализации соответствующих ловушек энер-

гетических уровней в запрещенной зоне кристалла $\text{V}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca}$ превышает 1.43 эВ от дна зоны проводимости. Соответствующее значение для нелегированного кристалла ВТО может быть оценено из данных работы [20] как 1.17 эВ.

Форма спектра поглощения для процесса фотовозбуждения электрона фотонами с энергией $\hbar\omega$ с глубокого дефектного центра, характеризующегося локальным дискретным энергетическим уровнем в запрещенной зоне и имеющего энергию ионизации E_i , может быть аппроксимирована выражением [22]

$$k_s(\hbar\omega, E_i) = B_{ei} \frac{(\hbar\omega/E_i - 1)^{1/2}}{(\hbar\omega/E_i)^3}, \quad (1)$$

где коэффициент $B_{ei} = SN_{ei}$ пропорционален концентрации N_{ei} данных центров и их сечению фотоионизации S . Как следует из рис.2, спектральная зависимость наведенного поглощения в кристалле ВТО не согласуется с уравнением (1). Это может быть связано, во-первых, с наличием нескольких типов ловушек с различными значениями энергии и сечения фотоионизации. Во-вторых, большая степень дефектности кристаллов титаната висмута [3, 12] должна приводить к значительным случайным флуктуациям концентрации дефектов, вызывающим флуктуации их потенциала ионизации. В этом случае локальные уровни дефектов перекрываются, и плотность распределения их концентрации по энергиям в запрещенной зоне может быть представлена в виде некоторой плавной функции $N(E_i)$. Это позволяет ввести коэффициент $B(E_i)dE_i = SN(E_i)dE_i$, который определяет поглощение света, приходящееся на интервал энергий ионизации dE_i . Суммарный коэффициент поглощения для излучения с частотой ω может быть найден в виде интеграла

$$k(\hbar\omega) = \int_0^{\hbar\omega} SN(E_i) \frac{(\hbar\omega/E_i - 1)^{1/2}}{(\hbar\omega/E_i)^3} \times \frac{1}{1 + \exp[(E_F - E_i)/k_B T]} dE_i, \quad (2)$$

где энергия E_F равна расстоянию от уровня Ферми до дна зоны проводимости; k_B – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

4. Аппроксимация спектральных зависимостей наведенного поглощения

Воспользуемся предположением о нормальном законе распределения по энергии для концентраций $N_n(E_i)$ ловушечных центров n -типа. Будем полагать, что параметры каждого распределения остаются неизменными при заполнении и опустошении ловушек, так что функциональную зависимость B от энергии ионизации и времени можно представить в следующем виде:

$$B(E_i, t) = \sum_n b_n(t) \exp \left[-\frac{(E_n - E_i)^2}{\Delta E_n^2} \right], \quad (3)$$

где функция $b_n(t)$ учитывает временную зависимость заполнения центра n -типа электронами.

Результаты аппроксимации экспериментальных зависимостей наведенных изменений в поглощении $\Delta k_{\text{exp}}(E, t_e)$ и $\Delta k_{\text{rel}}(E, t_r)$, полученные на основе соотношений (2) и (3)

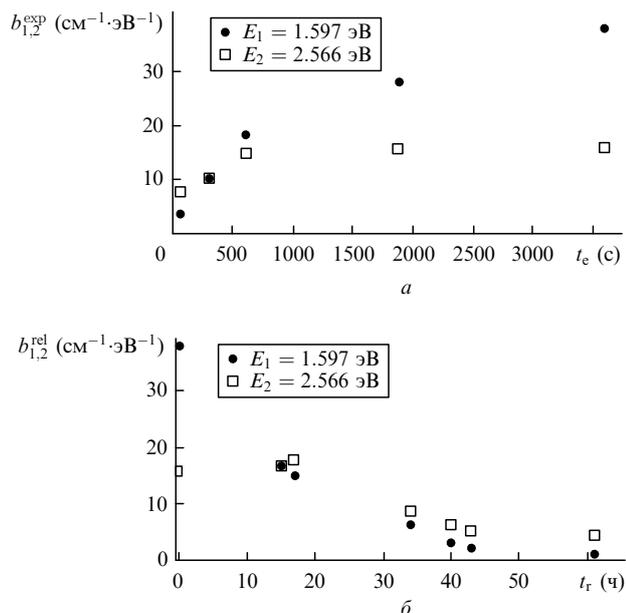


Рис.3. Временные зависимости функций $b_1(t)$ и $b_2(t)$, характеризующих заполнение электронами ловушечных центров с энергиями ионизации $E_1 = 1.597 \text{ эВ}$ и $E_2 = 2.566 \text{ эВ}$, при засветке кристалла лазерными импульсами (а) и на этапе релаксации (б).

при учете двух центров со средними энергиями ионизации $E_1 = 1.597 \pm 0.092 \text{ эВ}$ и $E_2 = 2.566 \pm 0.028 \text{ эВ}$, показаны сплошными линиями на рис.2. Соответствующие значения для полуширины распределений и положения уровня Ферми составили $\Delta E_1 = 0.277 \pm 0.018 \text{ эВ}$, $\Delta E_2 = 0.580 \pm 0.031 \text{ эВ}$ и $E_F = 1.027 \text{ эВ}$.

5. Обсуждение результатов

Найденные при аппроксимации по формуле (3) зависимости $b_1^{\text{exp}}(t_e)$ и $b_2^{\text{exp}}(t_e)$ (рис.3,а) показывают, что заполнение электронами второго центра, энергетическое положение которого распределены вблизи потолка валентной зоны, выходит на насыщение при временах экспозиции $t_e \sim 900 \text{ с}$, в то время как для занимающего более высокое энергетическое положение первого центра насыщение не достигается и при $t_e = 3600 \text{ с}$. В процессе темновой релаксации (рис.3,б) описываемое функцией $b_1^{\text{rel}}(t_r)$ уменьшение вклада в наведенное поглощение для первого центра происходит по закону, близкому к экспоненциальному, с постоянной времени $\sim 18 \text{ ч}$. Можно предположить, что заполнение таких ловушек со средней энергией ионизации $E_1 \sim 1.6 \text{ эВ}$ идет только через зону проводимости, а их опустошение происходит путем туннелирования с последующей рекомбинацией электронов на ионизированные доноры и расположенные ниже другие ловушечные центры. Возможность такого туннелирования, подтвержденная в работе [23] для ниобата лития с высоким содержанием железа, возникает в связи с большой концентрацией структурных дефектов в ВТО [3, 12]. Именно с захватом некоторой части туннелирующих электронов на центры со средней энергией $E_2 \sim 2.57 \text{ эВ}$ и может быть связана немонотонная зависимость от времени, которая наблюдается при релаксации фотоиндуцированных изменений в поглощении, обусловленных данными ловушками (зависимость $b_2^{\text{rel}}(t_r)$ на рис.3,б).

Можно предположить, что электроны, которые захвачены на данные ловушечные центры, способны уча-

ствовать в процессах фотовозбуждения и перераспределения объемного заряда, являющихся причиной формирования фоторефрактивных голограмм при засветке кристалла картиной интерференции опорной и сигнальной световых волн. В этом случае в увеличение чувствительности кристалла ВТО к записи фоторефрактивных голограмм в ближнем ИК диапазоне, которое наблюдалось в работах [20, 21] при предварительной засветке кристалла видимым излучением, основной вклад дает заселение электронами ловушечного центра со средней энергией $E_1 = 1.60 \text{ эВ}$. Используя известное определение [2], выразим голографическую чувствительность через отношение скорости роста амплитуды модуляции показателя преломления кристалла фоторефрактивной решеткой Δn на начальном участке ее формирования к амплитуде модуляции интенсивности mI_0 :

$$S_{\text{ph}} = \frac{1}{mI_0} \frac{d|\Delta n|}{dt}, \quad (4)$$

где m – контраст и I_0 – средняя интенсивность света в интерференционной картине. При диффузионном механизме формирования фоторефрактивных решеток, который и использовался авторами [20, 21], соотношения из работы [2] позволяют получить для голографической чувствительности следующее выражение:

$$S_{\text{ph}}(\omega) = \frac{n^3 r_{\text{eff}} E_d}{2(1 + K^2 L_d^2)} \frac{e \mu \tau_{\text{rec}} \phi(\omega) k(\omega)}{\varepsilon \hbar \omega}, \quad (5)$$

где n – показатель преломления кристалла; r_{eff} – эффективная электрооптическая постоянная; $E_d = K(k_B T/e)$ – диффузионное поле; $L_d = (\mu \tau_{\text{rec}} k_B T/e)^{1/2}$ – диффузионная длина; μ и τ_{rec} – подвижность и время рекомбинации носителей заряда; $K = 2\pi/\Lambda$; Λ – пространственный период решетки; ε – статическая диэлектрическая проницаемость кристалла; e – элементарный электрический заряд и ϕ – квантовый выход.

Спектральная зависимость фоторефрактивной чувствительности, которая описывается в выражении (5) последним множителем, изменяется при облучении кристалла вследствие изменения его оптического поглощения $k(\omega)$. На длине волны 780 нм экспериментально измеренный коэффициент поглощения необлученного кристалла ВТО равен 0.14 см^{-1} , а после облучения в течение 3600 с он становится равным 1.56 см^{-1} . С увеличением длины волны до 840 нм исходное поглощение уменьшается до 0.02 см^{-1} , достигая после завершения облучения 0.76 см^{-1} .

Для спектральной области $\lambda > 840 \text{ нм}$ поглощение необлученного кристалла падает с увеличением длины волны, однако его значения, рассчитанные из данных по пропусканию образца, находятся в пределах экспериментальной ошибки. Изменения в спектральной зависимости фоторефрактивной чувствительности исследованного кристалла ВТО, которые связаны с увеличением оптического поглощения в процессе облучения, в том числе и для диапазона $\lambda > 840 \text{ нм}$, могут быть оценены по представленной выше теоретической модели. Для области от 700 до 1100 нм спектральные зависимости наведенного поглощения, рассчитанные с использованием соотношений (2), (3), а также найденных средних значений параметров модели и коэффициентов $b_{1,2}^{\text{rel}}(t_r)$, при временах релаксации $t_r = 17$ и 34 ч , представлены на рис.4.

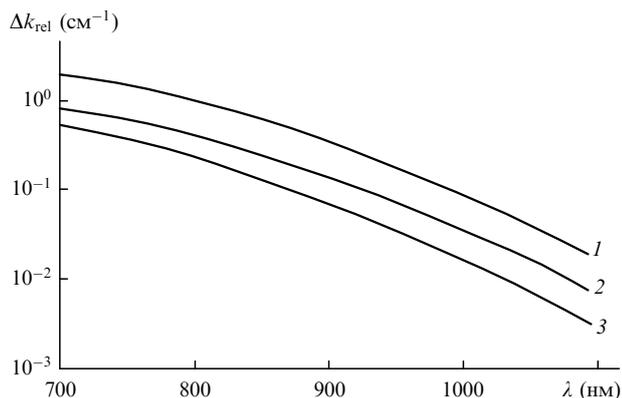


Рис.4. Расчетные зависимости дополнительного поглощения в кристалле ВТО для спектральной области 700–1100 нм, наведенного при окончании засветки лазерными импульсами (1), а также после его релаксации в течение 17 (2) и 34 ч (3).

Видно, что облучение исследованного кристалла ВТО светом с длиной волны 532 нм может значительно увеличить его фоторефрактивную чувствительность к ИК излучению с длиной волны до 1100 нм, т. е. привести к заметному расширению его спектрального диапазона как динамической среды. Это позволяет более полно реализовать потенциал, который имеют голографические устройства на основе фоторефрактивных кристаллов ВТО.

Другой важной характеристикой фоточувствительных сред для устройств динамической голографии является время отклика [2, 24, 25]. В фоторефрактивных кристаллах минимально возможное время формирования динамических голограмм равно максвелловскому времени релаксации τ_M [2]. Для кристаллов ВТО обычно используемые интенсивности опорного I_R и сигнального I_S пучков позволяют пренебречь его темновой проводимостью по сравнению с фотопроводимостью σ_{ph} . В этом случае время τ_M обратно пропорционально как средней интенсивности формирующих голограмму пучков $I_0 = I_R + I_S$, так и коэффициенту оптического поглощения $k(\omega)$:

$$\tau_M(\omega) = \frac{\epsilon \hbar \omega}{e \mu \tau_{rec} \phi(\omega) k(\omega) I_0} \quad (6)$$

Таким образом, предварительная засветка кристалла, приводящая к увеличению его оптического поглощения, может существенно уменьшать время фоторефрактивного отклика. Из представленных на рис.1 экспериментальных данных следует, что при использовании рабочей длины волны $\lambda = 633$ нм (типичной для устройств на основе ВТО) должно наблюдаться увеличение быстродействия в 8.8 раза после облучения кристалла до насыщения импульсным излучением с длиной волны 532 нм.

Значительное увеличение поглощения кристаллов ВТО в красной области спектра достигается и при их засветке от полупроводниковых светодиодов с длиной волны 525 нм [18]. В соответствии с представленной выше моделью наведенного примесного поглощения это связано с заселением фотовозбужденными электронами ловушечных центров со средними энергиями ионизации $E_1 = 1.60$ эВ и $E_2 = 2.57$ эВ и должно приводить к увеличению как быстродействия, так и эффективности устройств динамической голографии, использующих кристаллы ВТО в качестве фоточувствительной среды. При

этом стоит подчеркнуть, что засветка кристалла излучением полупроводникового светодиода в таких устройствах (например, в адаптивных корреляционных фильтрах [24, 26] и адаптивных голографических интерферометрах [27]) не является технически сложной задачей.

6. Заключение

Таким образом, показано, что облучение кристалла титаната висмута лазерными импульсами на длине волны 532 нм приводит к изменениям спектра оптического поглощения, величина которых растет с экспозицией. В темновых условиях релаксации фотоиндуцированных изменений в поглощении продолжается в течение более 60 ч. Спектральная зависимость дополнительного поглощения удовлетворительно описывается в рамках предложенной модели захвата фотовозбужденных электронов на ловушечные центры двух типов с нормальным законом распределения концентраций по энергии и со средними энергиями ионизации $E_1 \sim 1.6$ эВ и $E_2 \sim 2.57$ эВ. Заселение электронами центра со средней энергией $E_1 \sim 1.6$ эВ приводит к увеличению фоторефрактивной чувствительности облученного кристалла в ближнем ИК диапазоне, которое может быть оценено по величине наведенного поглощения. В устройствах динамической голографии, использующих лазерное излучение из красной области спектра и кристаллы ВТО в качестве фоторефрактивной среды, возможно увеличение быстродействия в несколько раз при подсветке зеленым излучением в результате захвата электронов на ловушки обоих типов. Кроме того, такая подсветка позволяет расширить спектральную область чувствительности и перейти при необходимости в ближний ИК диапазон.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 06-02-81040-Бел-а и № 05-02-16589-а), БРФФИ (грант № Ф06Р-200), программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006–2008 годы)», а также INTAS (грант № 04-78-7227).

1. Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. *Фотоиндуцированные явления в силикатах* (Новосибирск: Наука, 1990).
2. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (С.-Пб.: Наука, 1992).
3. Каргин Ю.Ф., Бурков В.И., Марьян А.А., Егорышева А.В. *Кристаллы $\text{V}_{12}\text{M}_x\text{O}_{20-8}$ со структурой силиката. Синтез, строение, свойства* (М.: Изд-во ИОНХ РАН, 2004).
4. Kargin Yu.F., Egorysheva A.V., Volkov V.V., Frolova M.N., Borodin M.V., Shandarov S.M., Shandarov V.M., Kip Detlef. *J. Cryst. Growth*, **275**, e2403 (2005).
5. Iturube-Castillo M.D., Marquez-Aguilar P.A., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S.I., Vysloukh V.A. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 408 (1994).
6. Fazio E., Ramadan W., Belardini A., Bosco A., Bertolotti M., Petris A., Vlad V. *Phys. Rev. E*, **67**, 026611 (2003).
7. Шепелевич В.В., Голуб А.А., Коваршик Р., Кислинг А., Матусевич В. *Квантовая электроника*, **35**, 351 (2005).
8. Гусев В.А., Дегиненко В.А., Соколов А.П. *Автометрия*, **5**, 34 (1983).
9. Martin J.J., Foldvari I., Hunt C.A. *J. Appl. Phys.*, **70**, 7554 (1991).
10. Егорышева А.В., Волков В.В., Скориков В.М. *Неорганические материалы*, **30**, 653 (1994).
11. Панченко Т.В. *ФТТ*, **42**, 641 (2000).
12. Бурков В.И., Егорышева А.В., Каргин Ю.Ф. *Кристаллография*, **46**, 356 (2001).
13. Kobozev O.V., Shandarov S.M., Kamshilin A.A., Prokofiev V.V. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **1**, 442 (1999).
14. Riehemann S., Rickermann F., Volkov V.V., Egorysheva A.V., Von Bally G. *J. Nonlinear Opt. Physics Mat.*, **6**, 235 (1997).

15. Веретенников С.Ю., Мандель А.Е., Шандаров С.М., Казарин А.В., Цуркан М.И., Плесовских А.М., Егорышева А.В., Каргин Ю.Ф., Бикеев О.Н., Шепелевич В.В. *Изв. вузов. Сер. Физика*, (2), 39 (2003).
16. Мартыанов А.Г., Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Мандель А.Е., Бочанова Н.В., Иванова Н.В., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **33**, 226 (2003).
17. Шандаров С.М., Мандель А.Е., Казарин А.В., Плесовских А.М., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В. *Изв. вузов. Сер. Физика*, (8), 29 (2002).
18. Мандель А.Е., Плесовских А.М., Шандаров С.М., Цуркан М.И., Плинта К.С., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В., Шепелевич В.В., Навычко В.Н. *Изв. вузов. Сер. Физика*, (12), 48 (2003).
19. Brost G.A., Motes M.A., Rotge J.R. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 1879 (1988).
20. Odoulov S.G., Shcherbin K.V., Shumeljuk A.N. *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 1780 (1994).
21. Dos Santos P.V., Frejlich J., Carvalho J.F. *Appl. Phys. B*, **81**, 651 (2005).
22. Пихтин А.Н. *Оптическая и квантовая электроника: Учебник для вузов* (М.: Высшая школа, 2001).
23. Nee I., Muller M., Buse K., Kratzig E. *J. Appl. Phys.*, **88**, 4282 (2000).
24. Kamshilin A.A., Paivasaari K., Nazhestkina N.I., Prokofiev V.V., Ashihara S., Iida Y., Shimura T., Kuroda K. *Appl. Phys. B*, **68**, 1031 (1999).
25. Di Girolamo S., Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Yu.N., Launay J.C. *Opt. Express*, **15**, 545 (2007).
26. Ромашко Р.В., Шандаров С.М., Кульчин Ю.Н., Буримов Н.И., Лимарев Д.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **69**, 1143 (2005).
27. Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Камшилин А.А. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **70**, 1296 (2006).