

06; 07

© 1990 г

О МЕХАНИЗМЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА В КРИСТАЛЛАХ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

А. В. Быкадоров, Н. И. Кацавец, Е. И. Леонов

Исследован нестационарный электрооптический отклик (ЭОО) в оптически активных кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при воздействии внешних подсветок. Обнаружен немонотонный характер релаксации ЭОО при фотовозбуждении светом из сине-зеленой области спектра. Выяснен механизм нестационарного немонотонного ЭОО. Выполненные теоретические расчеты хорошо согласуются с экспериментальными результатами.

Монокристаллы со структурой силленита (силлениты), в частности силикат висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), интенсивно исследуются с целью их применения в пространственно-временных модуляторах света [1, 2], а также датчиках электрического поля и напряжения [3, 4]. В основе работы этих приборов лежит линейный электрооптический (ЭО) эффект. Поэтому задача корректного измерения ЭО констант в различных силленитах представляется весьма актуальной [5-10]. Сложность решения этой задачи объясняется влиянием на ЭО эффект как кристаллофизических (естественной оптической активности, электрогирации), так и полупроводниковых (фотопроводимости, фотоэлектрического состояния) свойств силленитов. Они приводят не только к погрешности измерения ЭО констант этих материалов, но и к проявлению новых эффектов, в частности нестационарному ЭО (НЭО) эффекту, наблюдаемому в продольной геометрии проведения эксперимента [11].

Настоящая работа посвящена исследованию механизма НЭО отклика в кристаллах BSO в случае фотовозбуждения их светом различного спектрального состава в электрическом поле. Предложена модель, объясняющая немонотонный характер НЭО отклика и существенное влияние на него спектрального состава фотовозбуждающего света. Расчет НЭО отклика, выполненный на основании предложенной модели, хорошо описывает экспериментальные результаты.

Подготовка образцов. Методика проведения экспериментов

Оптически однородные монокристаллические пластины BSO вырезались перпендикулярно кристаллографическому направлению [001] с точностью $\leq 0.5^\circ$. Обработка поверхностей производилась механической шлифовкой и полировкой. С целью устранения попадания на фотодетектор переотраженного от передней грани зондирующего светового потока кристаллические пластины были изготовлены с небольшим ($\leq 0.5^\circ$) клином. Точность ориентации плоскостей после механической шлифовки и полировки проверялась рентгенографическим методом. В качестве электродов использовался глицерин.

Экспериментальная установка

Структурная схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Образец *I* укреплялся в специальном держателе, позволяющем вращать его в трех плоскостях. Подсветка образца светом из сине-зеленой области спектра осу-

ществлялась излучением лампы накаливания КГМ-100 2, прошедшим через светофильтр СЗС-23 ($\lambda = 340-600$ нм) 3 и сфокусированным на образце объективом 4. В случае подсветки светом из красной области спектра использовался He—Ne лазер ЛГ-38 5, апертура излучения которого увеличивалась системой линз 6. В качестве зондирующего излучения применялся коллимированный пучок He—Ne лазера ЛГ-78 7. Для исследования наведенного электрическим полем двойного лучепреломления использовалась система поляризатор (П) 8—анализатор (А) 9, установленные параллельно друг другу с точностью $\leq 0.2^\circ$.

Особое внимание уделялось ориентации поляризатора и анализатора относительно кристаллографических осей образца, при этом точность ориентации составляла величину $\leq 1^\circ$. Излучение, прошедшее через анализатор, попадало на фотодетектор, в качестве которого использовался кремниевый фотодиод 10. Сигнал на выходе фотодиода усиливался с помощью усилителя У7-1 11 и реги-

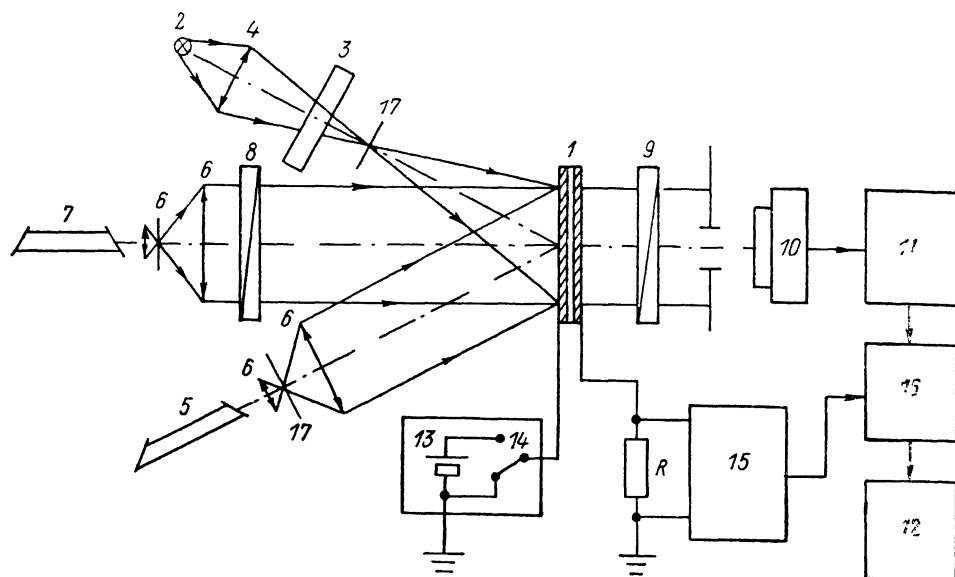


Рис. 1.

стрировался многоканальным анализатором импульсов NTA-1024 12 измерительного комплекса NTA-1024—EMG-666/B.

Электрическое напряжение от источника питания 13 подавалось на образец с помощью электромагнитного реле 14. Одновременно с ЭО откликом измерялась величина фототока (ФТ) J . Для этого в электрическую цепь было введено нагрузочное сопротивление $R=10^8$ Ом, сигнал с которого усиливался усилителем У7-1 15, а затем подавался на многоканальный анализатор импульсов 12.

Одновременная регистрация двух сигналов (оптического и электрического) в многоканальном анализаторе импульсов осуществлялась с помощью электронного коммутатора 16.

В качестве световых затворов использовались электромеханические реле 17, которые обеспечивали длительности фронтов ~ 1 мс. Работой электромеханических реле и затворов, а также синхронизацией работы всей установки управлял программатор «Время-команда» ПВК-15×20М.

Эксперименты по исследованию ЭО отклика и кинетики релаксации ФТ проводились в следующей последовательности.

1. Для нейтрализации внутренних электрических полей образец с закороченными электродами возбуждался светом из сине-зеленой области спектра в течение 60 с. При этом регистрировался ток фотодеполяризации во внешней цепи.

2. В случае, если в качестве подсветки в эксперименте использовалось излучение He—Ne лазера, для исключения релаксаций фотопроводимости образец дополнительно возбуждался излучением лазера в течение 120 с.

3. Затем для термического опустошения мелких примесных уровней ($E_i < < 0.7$ эВ) [12] образец выдерживался в темноте не менее 40 с.

4. Далее включалось зондирующее излучение, затем с задержкой 10 мс к образцу прикладывалось электрическое напряжение и включалась возбуждающая подсветка. При этом регистрировался ЭО отклик и ФТ во внешней цепи.

Экспериментальные результаты

На рис. 2 представлена зависимость ЭО отклика I/I_0 (I_0 и I — интенсивность светового потока на выходе системы П—BSO—А в случаях отсутствия электрического напряжения на кристалле и его наличия соответственно) от времени после включения возбуждающей подсветки светом из сине-зеленой области спектра для двух различных ориентаций поляризатора и анализатора относительно кристаллографических плоскостей. Из рис. 2 видно, что при ориентации поляроидов по кристаллографической оси [110] интенсивность света на выходе оптической системы П—BSO—А после приложения к кристаллу внешнего электрического напряжения резко увеличивается. Затем наблюдается относительно медленное ее уменьшение до некоторого минимального уровня, после чего интенсивность света на выходе системы вновь увеличивается до некоторого стационарного уровня, величина которого несколько меньше (на 5—10 %) величины первоначального скачка интенсивности. При ориентации поляроидов по кристаллографической оси [100] после приложения к образцу внешнего

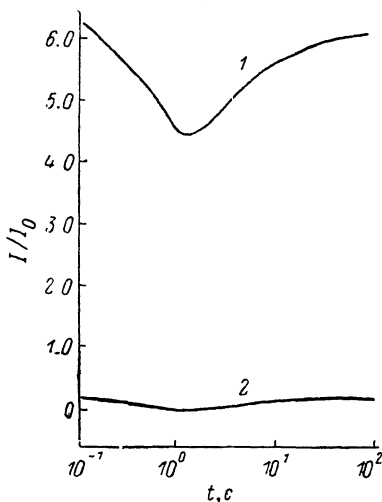


Рис. 2. Зависимости электрооптического отклика от времени, измеренные при ориентации поляроидов по кристаллографическим плоскостям [110] (1) и [100] (2).

электрического поля напряжения наблюдается, напротив, резкое уменьшение интенсивности света на выходе оптической системы, а затем релаксация интенсивности, подобная релаксации при ориентации поляроидов по оси [110].

В связи с немонотонной временной зависимостью ЭО отклика кристаллов BSO были проведены эксперименты по выяснению корреляции релаксаций интенсивности света на выходе системы П—BSO—А и ФТ J , протекающего при этом во внешней цепи.

На рис. 3, 4 представлены зависимости I/I_0 и J от времени при подсветках образцов светом различного спектрального состава. При возбуждении образцов светом из сине-зеленой области спектра немонотонному ЭО отклику соответствует немонотонная кинетика релаксации ФТ. При этом эти зависимости хорошо коррелируют между собой.

При возбуждении образцов светом из красной области спектра кинетика ФТ также хорошо коррелирует с ЭО откликом, однако немонотонной зависимости этих величин от времени не наблюдается: как ФТ, так и ЭО отклик монотонно уменьшаются до некоторых стационарных величин. Причем увеличение интенсивности подсветки до величины 10 Вт/см² не приводит к немонотонному характеру этих зависимостей.

Обсуждение результатов

а) Положительный и отрицательный ЭО отклик. Теоретический расчет интенсивности света на выходе системы П—гиротропный двулучепреломляющий кристалл—А в общем виде проведен в работах [13, 14] на основе матричного метода Джонса [15].

В случае ориентации поляризатора и анализатора параллельно друг другу интенсивность света на выходе оптической системы определяется выражением

$$I = I_0 \frac{\cos^2 \frac{\delta}{2} + \left(\frac{\rho}{\delta}\right)^2 \cos^2 (2\alpha_0) \sin^2 \frac{\delta}{2}}{\cos^2 \theta}, \quad (1)$$

где δ — эллиптическая разность фаз собственных волн, $\delta = \sqrt{\rho^2 + (2\theta)^2}$; ρ — линейная компонента разности фаз эллиптических волн, $\rho = \pi (V/V_\pi)$; V — приложенное электрическое напряжение; V_π — полуволновое напряжение [11]; 2θ — циркулярная компонента разности фаз эллиптических волн; α_0 — ориентация поляроидов относительно оси оптической индикатрисы, совпадающей с кристаллографическим направлением [110].

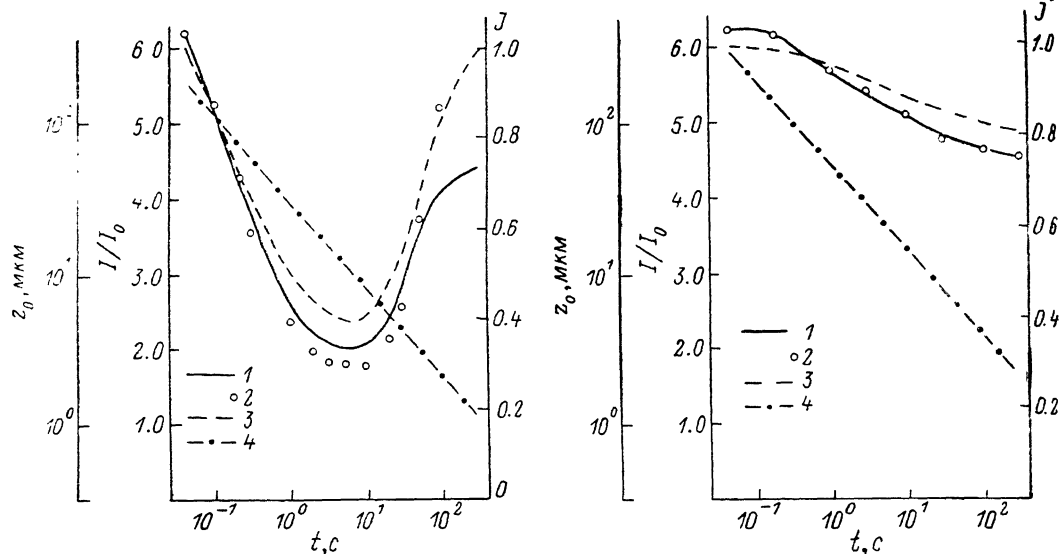


Рис. 3. Зависимости электрооптического отклика I/I_0 , фототока J (3) и ширины слоя ОПЗ z_0 (4) от времени при подсветке образца светом из сине-зеленой области спектра.

1 — эксперимент, 2 — теория.

Рис. 4. Та же зависимость, что и на рис. 2, при подсветке образца светом из красной области спектра.

На рис. 5 представлены результаты расчета интенсивности света на выходе оптической системы П—BSO—А в зависимости от ориентации поляроидов относительно кристаллографической оси [110] в случае однородного распределения электрического поля по кристаллу (сплошные кривые), а также экспериментальные результаты (I) (величина ЭО отклика измерялась по начальному значению $t \leq 1$ мс, интенсивности света на выходе оптической системы П—BSO—А после приложения электрического напряжения). Хорошее совпадение экспериментальных результатов с расчетными позволяет сделать вывод о том, что в начальный момент времени ($t \leq 1$ мс) электрическое поле можно считать однородно распределенным по кристаллу.

По ЭО отклику с помощью формулы (1) при $\alpha_0 = \pi/4$ можно рассчитать величину $n_0^2 r_{41}$ (n_0 — показатель преломления, r_{41} — ЭО коэффициент), которая для BSO оказалась равной 69.8 пм/В. Если принять n_0 равным 2.53 [16], то величина $r_{41} = 4.31$ пм/В хорошо согласуется с результатами работ [6, 8, 16].

Кроме того, из анализа зависимости I/I_0 от (α_0) видно, что при ориентации поляроидов по кристаллографической оси [110] наблюдается положительный ЭО отклик, т. е. интенсивность света на выходе оптической системы П—BSO—А при приложении внешнего электрического напряжения увеличивается, а при ориентации поляроидов по кристаллографической оси [100] наблюдается отри-

дательный ЭО отклик — интенсивность выходящего света уменьшается, что и наблюдается при исследовании кинетики нестационарного ЭО отклика рис. 2.

Максимумы положительного и отрицательного ЭО откликов наблюдаются при ориентации поляроидов по кристаллографическим осям [110] и [100] соответственно и их положение не зависит от оптической активности и величины наведенного двулучепреломления, т. е. от толщины кристалла (или длины волны зондирующего света) и величины приложенного электрического напряжения соответственно, что позволяет использовать ЭО отклик для определения кристаллографических осей кристалла (в случае, если они неизвестны).

б) Нестационарный характер ЭО отклика. Возможны два механизма, приводящие к долговременным релаксациям ЭО отклика в продольной геометрии проведения экспериментов. Первый основан на наличии на поверхности кристаллической пластины нарушенного вследствие механической обработки слоя, не обладающего ЭО и фотопроводящими свойствами. При приложении внешнего электрического напряжения и возбуждении фотопроводимости происходит вытеснение электрического поля в нарушенный слой, при этом электрическое напряжение на объеме кристалла уменьшается, что приводит к релаксации ЭО отклика. При достижении электрическим полем в нарушенном слое некоторой критической величины происходит локальные пробой последнего, напряжение вновь вытесняется на объем кристалла. Следует за-

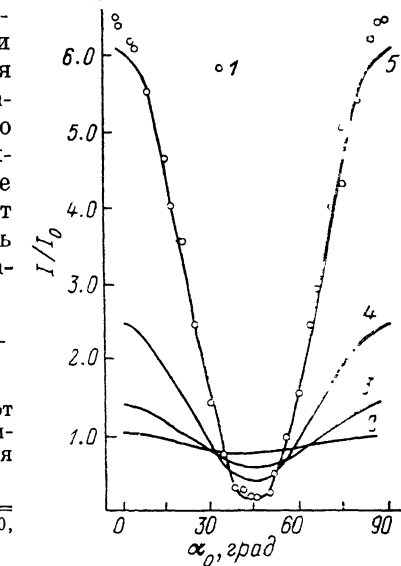


Рис. 5. Зависимости электрооптического отклика от ориентации поляроидов относительно кристаллографической оси [110] в случае однородного распределения электрического поля по кристаллу.

2—5 — расчет для оптической активности 21.8 град/мм, $V_{\pi} = 4530$ В, $V = 1400$ В; l , мм: 1, 5 — 3.78, 2 — 1.2, 3 — 3.0, 4 — 3.5.

метить, что такой механизм может приводить к немонотонной зависимости ЭО отклика только в случае S-образной вольт-амперной характеристики нарушенного слоя. Однако вытеснение электрического напряжения на этот слой независимо от толщины кристалла может приводить только к уменьшению ЭО отклика, т. е. в случае положительного ЭО отклика должно наблюдаться уменьшение интенсивности света, проходящего через систему П—BSO—А до некоторого минимального значения, а затем увеличение, а в случае отрицательного — увеличение до максимального значения, а затем уменьшение. Однако, как видно из рис. 2, релаксация как положительного, так и отрицательного ЭО отклика при толщине пластины ≈ 4 мм имеет одинаковый характер, что противоречит приведенной выше модели.

Второй механизм, который может приводить к релаксации ЭО отклика, основан на влиянии гиротропии и заключается в том, что в гиротропных кристаллах ЭО отклик в продольной геометрии проведения эксперимента в общем случае зависит не только от величины электрического напряжения, приложенного к кристаллу, но и от распределения электрического поля по объему.

Прямому исследованию распределения электрического поля в кристаллах BGO ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) и BSO с помощью поперечного ЭО эффекта посвящен ряд работ [17—22]. В этих работах при фотовозбуждении образцов в электрическом поле у отрицательного электрода наблюдается область пространственного заряда (ОПЗ) с линейным распределением электрического поля. Со временем ширина ОПЗ уменьшается, а величина электрического поля на границе раздела электрод—кристалл увеличивается до некоторого стационарного значения. Такое распределение электрического поля в объеме кристалла и динамика формирования ОПЗ наблюдаются за счет того, что на границе раздела отрицательный элек-

трод — кристалл силленита существует потенциальный барьер высотой ~ 1 эВ [23]. Поскольку силлениты на свету проявляют n -тип проводимости, то при фотовозбуждении образцов в электрическом поле неравновесные электроны дрейфуют к положительному электроду, при этом у отрицательного электрода формируется ОПЗ, ширина которой определяется концентрацией ионизованных положительно заряженных примесных центров. По мере фотовозбуждения неравновесных электронов в ОПЗ последние попадают в большее по величине электрическое поле ($E_0 \sim 10^4 - 10^5$ В/см) и удаляются из этой области. При этом концентрация ионизованных примесных центров растет, а ширина ОПЗ уменьшается.

На рис. 6 представлена модель распределения электрического поля по толщине образца в различные моменты времени. В начальный момент времени после приложения внешнего электрического напряжения и включения подсветки электрическое поле однородно распределено в объеме кристалла. Его величина $E_p(0) = V/l$, где V — величина приложенного к кристаллу электрического на-

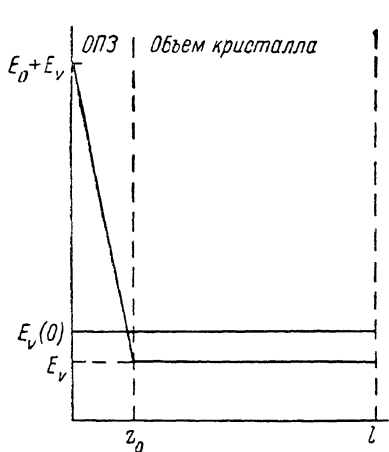


Рис. 6.

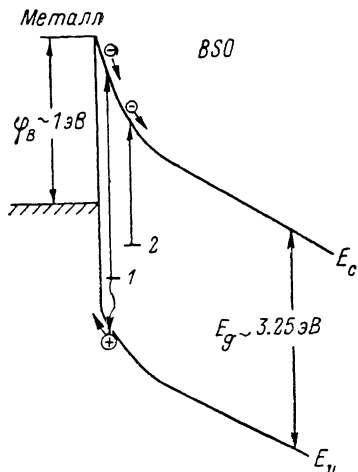


Рис. 7.

пряжения, l — толщина кристалла. Далее у отрицательного электрода происходит формирование ОПЗ с линейным распределением электрического поля. Рассмотрим, как будет вести себя продольный ЭО отклик при таком распределении электрического поля.

Для определения величины электрического поля на границе раздела отрицательный электрод — кристалл E_0 и ширины ОПЗ z_0 были проведены дополнительные эксперименты по исследованию зависимостей параметров импульсов фотодеполяризации от времени фотовозбуждения в электрическом поле. При этом исследуемыми параметрами служили амплитуда импульсов J_m и интеграл под кривой релаксации Q тока фотодеполяризации.

Согласно [24], первая величина однозначно определяет напряжение, падающее на ОПЗ $V_0 = J_m \rho' (l/S)$ (ρ' — удельное электрическое сопротивление кристалла, S — площадь пластины), а вторая — величину электрического поля на границе раздела отрицательный электрод — кристалл $E_0 = Q / (\epsilon \epsilon_0 S)$ (ϵ_0 , ϵ — диэлектрическая проницаемость вакуума и кристалла соответственно). Зная зависимости V_0 и E_0 от времени, можно рассчитать зависимости $z_0(t)$, которые представлены на рис. 3, 4 (кривые 4).

Для расчета кинетики ЭО отклика линейное распределение электрического поля в ОПЗ экстраполировалось N слоями, распределение электрического поля в которых предполагалось однородным. Расчеты производились с использованием формул, полученных из рассмотрения преобразования поляризации света с помощью геометрических представлений сферы Пуанкаре [25, 26], в котором азимут и эллиптичность поляризации света, прошедшего i -слой гиротропного ЭО кристалла, определяются следующими выражениями:

$$\sin 2\omega = \frac{\rho}{\delta} [2\theta (1 - \cos \delta) \cos 2\alpha + \delta \sin \delta \sin 2\alpha] \cos 2\eta +$$

$$+ \left[\left(\frac{2\theta}{\delta} \right)^2 + \left(\frac{\rho}{\delta} \right)^2 \cos \delta \right] \sin 2\eta,$$

$$\operatorname{tg} 2\lambda = \frac{[(2\theta \sin \delta \cos 2\alpha + \delta \cos \delta \sin 2\alpha) \cos 2\eta - \rho \sin \delta \sin 2\eta] \delta}{\{[\rho^2 + (2\theta)^2 \cos \delta] \cos 2\alpha - 2\theta \delta \sin \delta \sin 2\alpha\} \cos 2\eta + 2\theta \rho (1 - \cos \delta) \sin 2\eta}. \quad (2)$$

где α, λ — азимуты эллипсов поляризации света на входе и выходе i -слоя соответственно, определенные относительно осей наведенной электрическим полем оптической индикатрисы кристалла; $\operatorname{tg} \eta, \operatorname{tg} \omega$ — эллиптичность эллипсов поляризации света на входе и выходе i -слоя кристалла соответственно.

Интенсивность света на выходе поляроида, установленного для анализа эллипса поляризации света, выражается следующим образом [18]:

$$I = I_m \cos^2 \left\{ \frac{1}{2} \arccos [\cos 2\omega \cos (2\lambda - 2\beta)] \right\}, \quad (3)$$

где β — угол ориентации анализатора относительно оси оптической индикатрисы.

На основе этих формул был выполнен машинный расчет, результаты которого представлены на рис. 3, 4 (точки 2) и хорошо согласуются с экспериментом.

Однако предложенная модель является достаточно сложной для проведения расчетов. В реальной ситуации достаточно использовать двухслойную модель, в которой имеется ступенчатое распределение электрического поля: 1-й слой — ОПЗ, которая является только двулучепреломляющей, а 2-й слой — объем кристалла, который обладает оптической активностью и двулучепреломлением. При этом на точность расчетов существенно влияет величина z_0 . Однако при $z_0 \leq 0.1$ мм, что в наших экспериментах наблюдается при $t > 0.1$ с, погрешность расчета не превышает 10 %.

в) Влияние спектрального состава. Результаты экспериментов показывают, что спектральный состав подсветки оказывает существенное влияние на характер ЭО отклика: при подсветке светом из сине-зеленой области спектра ЭО отклик имеет немонотонный характер, тогда как при подсветке светом из красной области он монотонен. Характер НЭО отклика повторяет и кинетика релаксации ФТ.

Исследованию немонотонного характера кинетики релаксации ФТ посвящен ряд работ [27-29]. Авторы работ [27, 28] объясняют долговременное нарастание ФТ увеличением инжекции электронов из отрицательного электрода в кристалл за счет влияния электрического поля E_0 на высоту потенциального барьера на границе раздела электрод—кристалл. Однако в этом случае характер релаксации ФТ (а также НЭО эффекта) не должен прямо зависеть от спектрального состава фотовозбуждающего света, а только от величины E_0 .

Как показал анализ импульсов тока фотодеполяризации, E_0 как при возбуждении сине-зеленым, так и красным светом достигает величины $\sim 10^5$ В/см. Однако в первом случае наблюдается долговременное нарастание ФТ, а во втором — нет, что противоречит предположению об определяющем влиянии роста инжекции электронов из отрицательного электрода при таких полях на долговременное нарастание ФТ. По-видимому, причину немонотонных электрофизических эффектов (релаксации ФТ и НЭО отклика) следует искать в зонном строении монокристаллов со структурой силленита.

Рассмотрим энергетическую модель барьера Шоттки на границе раздела отрицательный электрод—BSO (рис. 7). В запрещенной зоне силленитов проявляются две группы глубоких энергетических уровней. Первая (концентрацией $10^{18} - 10^{19}$ см $^{-3}$) расположена на 0.6—0.9 эВ выше потолка валентной зоны, вторая — несколько ниже (на 0.2 эВ) середины запрещенной зоны ($E_g \sim 3.25$ эВ при $T=300$ К [30]) и имеет концентрацию 10^{16} см $^{-3}$.

При фотовозбуждении образцов в электрическом поле светом из сине-зеленой области спектра положительный заряд ОПЗ локализован на уровнях первой группы, при этом вероятность термогенерации дырок с этих уровней в валентную зону при комнатной температуре велика. Если величина электрического поля

в ОПЗ недостаточна ($E_0 \leq 10^4$ /см), то большая часть дырок будет вновь захвачена на эти центры, поскольку их подвижность очень низка. Однако при больших полях ($E_0 \geq 10^5$ В/см) термогенерированные дырки уходят в отрицательный электрод, причем этот процесс нарастает по мере накопления положительного заряда на уровнях первой группы и увеличения электрического поля в ОПЗ, т. е. в процессе фотовозбуждения образцов светом из сине-зеленой области спектра ФТ должен иметь немонотонный характер: после первоначального подъема и спада, связанного с вытеснением электрического поля в ОПЗ, должно наблюдаться нарастание ФТ, обусловленное нестационарным процессом термогенерации дырок в ОПЗ и удалением их в отрицательный электрод. На последнем этапе электрическое поле вновь частично вытесняется в объем кристалла. С этим эффектом связан и НЭО эффект, наблюдаемый при фотовозбуждении образцов светом из сине-зеленой области спектра. В случае фотовозбуждения красным светом процесс термогенерации дырок в ОПЗ маловероятен вследствие удаленности уровней второй группы от потолка валентной зоны, при этом немонотонной зависимости НЭО отклика и ФТ не наблюдается в реально достижимых уровнях интенсивности подсветок и величин электрического поля на границе раздела отрицательный электрод—BSO.

Эта модель хорошо объясняет и результаты по термической релаксации фотоэлектрического состояния ВГО и BSO, исследованной в работе [31].

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. НЭО эффект обусловлен долговременным изменением распределения электрического поля в объеме кристалла BSO — формированием у отрицательного электрода ОПЗ и проявляется в гиротропных фоточувствительных кристаллах.

2. Существенное влияние спектрального состава фотовозбуждающей подсветки на характер НЭО эффекта связано с наличием в запрещенной зоне BSO двух групп энергетических уровней. В случае фотовозбуждения неравновесных электронов с 1-й группы уровней, расположенных вблизи потолка валентной зоны, наблюдается эффект нестационарной термогенерации дырок в ОПЗ, приводящий к немонотонному характеру НЭО отклика. При фотовозбуждении неравновесных электронов со 2-й группы уровней из-за их удаленности от валентной зоны термогенерация дырок маловероятна, НЭО отклик монотонен.

Список литературы

- [1] Marrakchi A., Tanguay A. R., Jr, Yu J., Psaltis D. // Opt. Eng. 1985. Vol. 24. N 1. P. 124—131.
- [2] Minamoto T., Okamoto K., Miyamoto K. // Appl. Opt. 1985. Vol. 24. N 14. P. 2055—2062.
- [3] Hamasaki Y., Gotoh H., Katoh M., Takeuchi S. // Electron. Lett. 1980. Vol. 16. N 11. P. 406—407.
- [4] Kuhara Y., Hamasaki Y., Kawakami A. et al. // Electron. Lett. 1982. Vol. 18. N 24. P. 1055—1056.
- [5] Pellat-Finet P., Lebreton G. // SPIE. New Optical Materials. 1983. Vol. 400. P. 151—158.
- [6] Henry M., Mallick S., Rouede D. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59. N 8. P. 2650—2654.
- [7] Pellat-Finet P. // Opt. Commun. 1984. Vol. 50. N 5. P. 275—280.
- [8] Чмырев В. И., Скориков В. М. // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1983. Т. 19. № 2. С. 259—264.
- [9] Куцаенко В. В., Потапов В. Т., Горчаков В. К. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 6. С. 1778—1782.
- [10] Fox A. J., Bruton T. M. // Appl. Phys. Lett. 1975. Vol. 27. N 6. P. 360—362.
- [11] Быжадоров А. В., Кацавец Н. И., Леонов Е. И. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 11. С. 2250—2252.
- [12] Березкин В. И. Автореф. канд. дис. Л., 1983.
- [13] Tada K., Kuhara Y., Tatsumi M., Yamaguchi T. // Appl. Opt. 1982. Vol. 21. N 16. P. 2953—2959.
- [14] Куцаенко В. В., Потапов В. Т., Шпилевский Р. В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 7. С. 1370—1376.
- [15] Джеррард А., Берч Дж. М. Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978. 342 с.
- [16] Marrakchi A., Johnson R. V., Tanguay A. R., Jr. // J. Opt. Soc. Am. B. 1986. Vol. 3. N 2. P. 321—336.
- [17] Овчинников И. Т., Янин Э. В. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 356—359.
- [18] Астратов В. Н., Ильинский А. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 1. С. 108—115.

- [19] Брыксин В. В., Коровин Л. И., Марахонов В. И., Хоменко А. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 10. С. 2978—2984.
- [20] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Мельников М. Б. // ФТТ. 1983. Т. 25. Вып. 7. С. 2163—2168.
- [21] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Киселев В. А., Мельников М. Б. // ФТТ. 1983. Т. 25. Вып. 9. С. 2755—2758.
- [22] Брыксин В. В., Коровин Л. И., Марахонов В. И. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 6. С. 1113—1138.
- [23] Кацавец Н. И. Автореферат канд. дис. Л., 1985.
- [24] Кацавец Н. И., Леонов Е. И., Шадрин Е. Б., Щербаков А. Г. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 12. С. 2330—2335.
- [25] Sliker T. R. // J. Opt. Soc. Am. 1964. Vol. 54. N 1. P. 1348—1351.
- [26] Шамбуров В. А. // Кристаллография. 1974. Т. 19. Вып. 4. С. 793—801.
- [27] Грачев А. И. // ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 1. С. 227—233.
- [28] Oberschmid R. // Phys. Stat. Sol. (a). 1985. Vol. 89. N 2. P. 657—671.
- [29] Кацавец Н. И., Леонов Е. И., Шадрин Е. Б., Щербаков А. Г. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 3. С. 589—595.
- [30] Aldrich R. E., Hou S. L., Harvill M. L. // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 1. P. 493—495.
- [31] Кацавец Н. И., Кудрик И. Е., Леонов Е. И. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 12. С. 2330—2335.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
7 июля 1988 г.

В окончательной редакции
6 октября 1988 г.