

Министерство образования и науки Российской Федерации

Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники

С.М. Шандаров, В.М. Шандаров,
А.Е. Мандель, Н.И. Буримов

ФОТОРЕФРАКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ
В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ
КРИСТАЛЛАХ

Томск
ТУСУР
2012

УДК 548:535
ББК 22.374

Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах : монография / С.М. Шандаров, В.М. Шандаров, А.Е. Мандель, Н.И. Буримов. – Томск : Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2012. – 242 с.

ISBN 978-5-86889-426-8

Рассмотрены эффекты самовоздействия света в электрооптических фоторефрактивных кристаллах, в том числе формирование динамических голограмм и взаимодействие на них световых волн в электрооптических кристаллах и планарных оптических волноводах и распространение пространственных солитонов. Материал включает как результаты оригинальных исследований, выполненных научным коллективом авторов, так и обзор результатов исследований по данной тематике, опубликованных в литературе.

Для студентов, аспирантов и научных работников, специализирующихся в области когерентной и нелинейной оптики, лазерной физики и голографии. Может использоваться в качестве учебного пособия для студентов вузов, обучающихся по направлениям «Электроника и микроэлектроника» – 210100, «Электроника и наноэлектроника» – 210100, «Фотоника и оптоинформатика» – 200600, «Фотоника и оптоинформатика» – 200700, «Телекоммуникации» – 210400 и «Инфокоммуникационные технологии и системы связи» – 210700.

УДК 548:535
ББК 22.374

- © С.М. Шандаров, В.М. Шандаров,
А.Е. Мандель, Н.И. Буримов, 2012
© Томск. гос. ун-т систем упр.
и радиоэлектроники, 2012

Введение

Фоторефрактивный эффект заключается в изменении показателя преломления среды под действием света. В электрооптических кристаллах он связан с линейной модуляцией показателя преломления электрическим полем (эффект Поккельса), обусловленным фотовозбуждением и пространственным перераспределением носителей заряда при неоднородном освещении. Данный эффект экспериментально обнаружен в 1965 году по искажению формы световых пучков при прохождении их через электрооптические модуляторы на кристаллах LiNbO_3 , LiTaO_3 , BaTiO_3 . Вскоре было осознано, что явление фоторефракции может использоваться для формирования динамических голограмм, время записи которых может составлять $\sim 10^{-9}$ с, а время хранения — до нескольких лет. Динамические голограммы в фоторефрактивных кристаллах применяются для создания устройств оптической памяти, усиления оптических изображений, обращения и самообращения волнового фронта световых пучков, синхронизации излучения нескольких лазеров и т.д.

В книге обсуждаются как общие положения и представления о физике фоторефрактивного эффекта в электрооптических кристаллах и оптических волноводах, так и оригинальные результаты исследований в этой области, полученные авторами и их коллегами.

Материал разделен на несколько глав. Во вводной главе изложены физические основы фоторефрактивного эффекта и динамической голографии; во второй главе обсуждаются результаты теоретических и экспериментальных исследований влияния пьезоэлектрического эффекта на процессы и характеристики формирования объемных голограмм в электрооптических кристаллах; третья глава посвящена исследованиям динамики фотоиндуцированного поглощения света в фоторефрактивных кристаллах титаната висмута; в четвертой главе обсуждаются особенности процессов формирования отражательных

голографических решеток в фоторефрактивных кристаллах и взаимодействия световых волн на таких решетках; пятая глава посвящена особенностям проявления фоторефрактивных эффектов в волноводно-оптических структурах на основе электрооптических кристаллов.

Книга предназначена для студентов, аспирантов и научных сотрудников, специализирующихся в области когерентной и нелинейной оптики, лазерной физики и голографии. Изложенный материал используется в учебном процессе в Томском государственном университете систем управления и радиоэлектроники при обучении студентов по направлениям 210100 «Электроника и микроэлектроника», 210100 «Электроника и наноэлектроника», 200600 «Фотоника и оптоинформатика», 200700 «Фотоника и оптоинформатика», 210400 «Телекоммуникации» и 210700 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи».

1. Физические основы фоторефрактивного эффекта и динамической голографии

Для облегчения восприятия основного материала книги обратимся к краткому изложению основных представлений о фоторефрактивном эффекте и динамических фоторефрактивных голограммах, подробно рассмотренных в монографиях и обзорных статьях [1–9].

1.1. Качественное описание основных эффектов динамической голографии

Рассмотрим фоторефрактивный кристалл (рис. 1.1), в котором происходит интерференция двух плоских световых волн, опорной (R) и сигнальной (S), с одинаковыми частотами ω и волновыми векторами \mathbf{k}_R и \mathbf{k}_S :

$$\dot{\mathbf{E}}_R(\mathbf{r}, t) = \dot{\mathbf{E}}_R^m \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_R \cdot \mathbf{r})], \quad (1.1)$$

$$\dot{\mathbf{E}}_S(\mathbf{r}, t) = \dot{\mathbf{E}}_S^m \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_S \cdot \mathbf{r})], \quad (1.2)$$

где $\dot{\mathbf{E}}_S^m, \dot{\mathbf{E}}_R^m$ — комплексные амплитуды.

Изменение показателя преломления среды за счет фоторефрактивного эффекта определяется распределением интенсивности света в кристалле и представляет собой динамическую голограмму, которая в рассматриваемом случае называется **фоторефрактивной решеткой**. Найдем распределение интенсивности света в кристалле:

$$I = \left| \dot{\mathbf{E}}_R + \dot{\mathbf{E}}_S \right|^2 = \left| \dot{\mathbf{E}}_R^m \right|^2 + \left| \dot{\mathbf{E}}_S^m \right|^2 + \dot{\mathbf{E}}_R^{m*} \cdot \dot{\mathbf{E}}_S^m \exp[i(\mathbf{k}_R - \mathbf{k}_S) \cdot \mathbf{r}] + \dot{\mathbf{E}}_R^m \cdot \dot{\mathbf{E}}_S^{m*} \exp[-i(\mathbf{k}_R - \mathbf{k}_S) \cdot \mathbf{r}] = I_R + I_S + 2\sqrt{I_R I_S} \cos \alpha \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi_{SR}), \quad (1.3)$$

где $I_{R,S} = |\dot{\mathbf{E}}_{R,S}^m|^2$ — интенсивности опорной и сигнальной волн; $\varphi_{SR} = \varphi_S - \varphi_R$; φ_S и φ_R — начальные фазы волн; α — угол между векторами поляризации волн; $\mathbf{K} = \mathbf{k}_R - \mathbf{k}_S$ — вектор фоторефрактивной решетки.

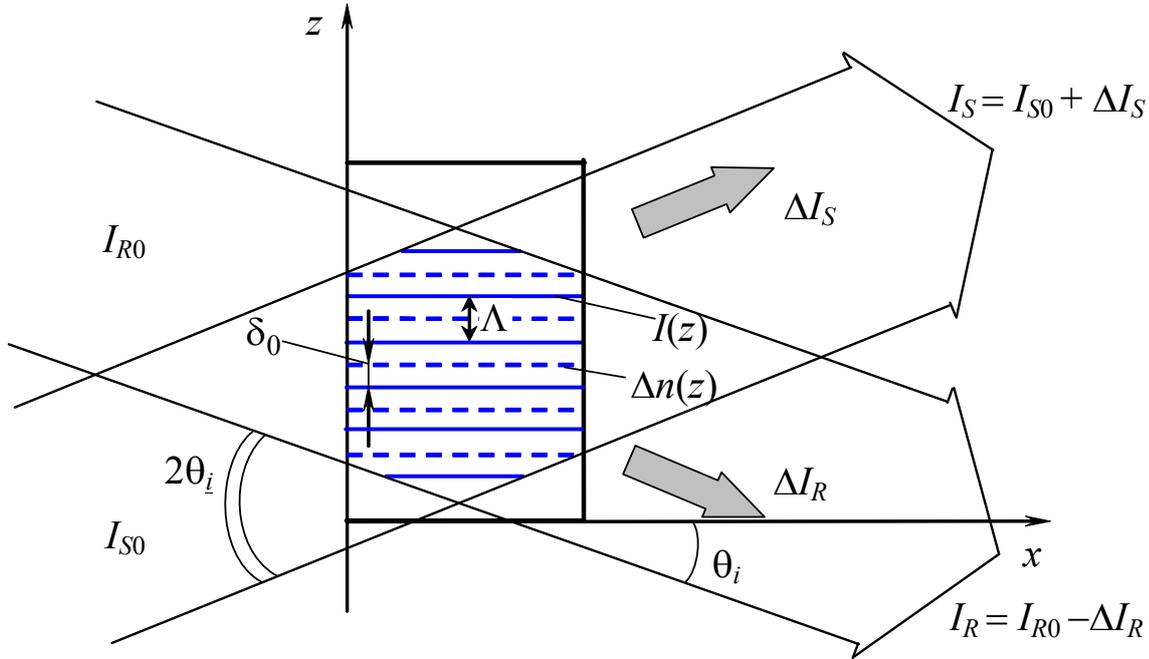


Рис. 1.1. Двухпучковое взаимодействие световых волн на пропускающей фоторефрактивной решетке

С квантовомеханической точки зрения образование интерференционной картины вида (1.3) можно представить как взаимодействие двух фотонов, при котором выполняется закон сохранения

$$\Omega = \omega_R - \omega_S, \quad (1.4)$$

$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_R - \mathbf{k}_S, \quad (1.5)$$

где $\Omega \neq 0$ при разных частотах взаимодействующих волн.

Однако если нет среды взаимодействия или некоторого измерительного прибора (квадратичного фотоприемника, фотопленки и т.д.), то никакого воздействия друг на друга опорная и сигнальная волны не производят, а также не исчезают, рождая фотоэлектроны. Тем не менее, данную интерференционную картину можно рассматривать как физический объект с определенной скоростью движения $V = \Omega/|\mathbf{K}|$ и вектором решетки $\mathbf{K} = \mathbf{p}(\Omega/V) = \mathbf{p}(2\pi/\Lambda)$, где Λ — ее пространственный период.

Наибольшая интенсивность интерференционной картины наблюдается при одинаковой поляризации волн ($\alpha = 0$, $\cos \alpha = 1$, $E_S^m \parallel E_R^m$).

Схему на рис. 1.1 принято называть симметричной, поскольку пучки падают на границу кристалла под одинаковыми углами θ_i . Векторная диаграмма для этого случая, при равных длинах k_R и k_S , изображена на рис. 1.2. Отсюда получаем

$$K = -z_0 \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad \Lambda = \frac{2\pi}{K} = \frac{2\pi}{2k \sin \theta} = \frac{\lambda}{2n \sin \theta}, \quad (1.6)$$

где $K = |K|$ — волновое число решетки; $k = |k_R| = |k_S| = (2\pi/\lambda)n$; λ — длина световой волны; n — показатель преломления среды; θ — угол в кристалле, $n \sin \theta = \sin \theta_i$. С учетом сделанных обозначений находим

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta_i}, \quad (1.7)$$

где период интерференционной картины определяется через угол θ_i между осью z и векторами k_R и k_S в воздухе.

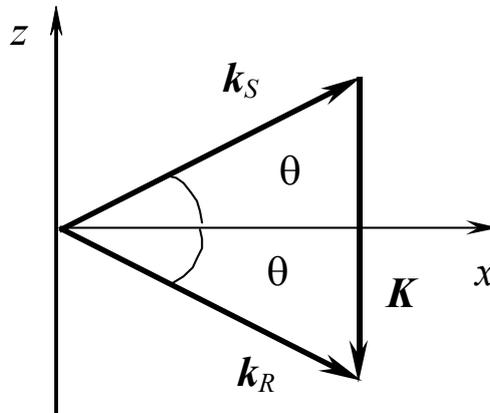


Рис. 1.2. Векторная диаграмма для двухволнового взаимодействия света на пропускающей фоторефрактивной решетке

Если знаки проекций волновых векторов опорной и предметной волн k_R и k_S на ось x являются одинаковыми, то формируемая ими фоторефрактивная решетка называется *пропускающей*, а взаимодействие волн на такой решетке называют *попутным* (см. рис. 1.1 и 1.2).

С учетом сделанных упрощений, при $\varphi_{SR} = 0$ распределение света представим в виде

$$I(z) = I_0 [1 + m \cos(Kz)], \quad (1.8)$$

где $m = 2\sqrt{I_R I_S} / I_0$ — контраст интерференционной картины (глубина модуляции интенсивности); $I_0 = I_R + I_S$ — суммарная интенсивность пучков (рис. 1.3).

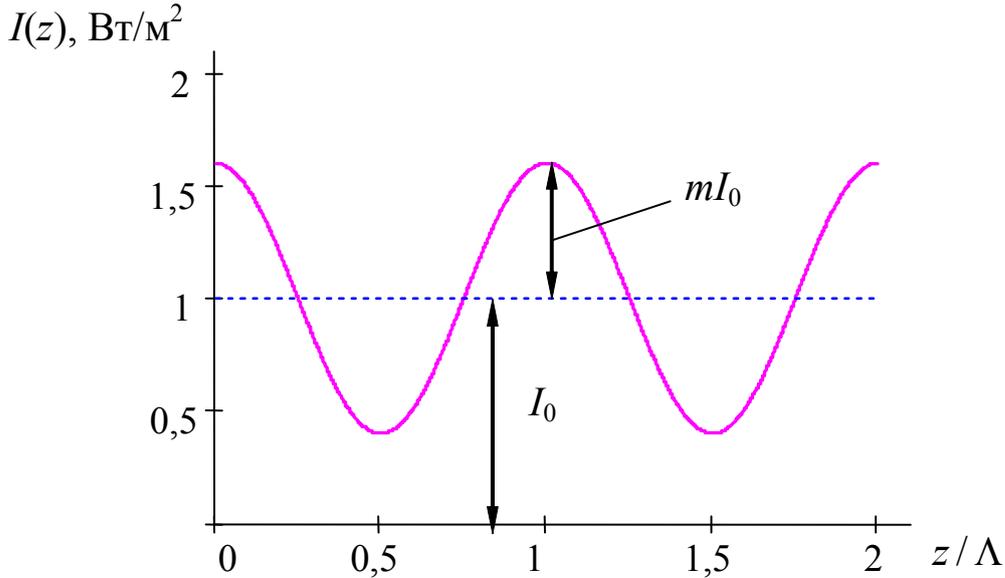


Рис. 1.3. Распределение интенсивности света в интерференционной картине при интерференции световых волн с интенсивностями $I_1 = 0,9$ и $I_2 = 0,1 \text{ Вт/м}^2$

Формируемая благодаря фоторефрактивному эффекту в освещенном такой картиной кристалле решетка изменения показателя преломления имеет тот же самый период и вектор \mathbf{K} , что и интерференционная картина. Однако эта решетка может быть сдвинута в пространстве относительно интерференционной картины на величину δ_0 (см. рис. 1.1), и в общем случае вносимые ею изменения в показатель преломления среды описываются выражением

$$\begin{aligned} \Delta n(z) &= \Delta n_0 + \Delta n_m \cos(Kz + \delta_0) = \\ &= \Delta n_0 + \Delta n_m \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \delta_0\right). \end{aligned} \quad (1.9)$$

Дифракция света на этой решетке в процессе ее формирования приводит к тому, что опорная и сигнальная волны изменяют свои интенсивности I_R и I_S на ΔI_R и ΔI_S соответственно. Первая добавка вызвана дифракцией на решетке сигнальной волны, вторая — опорной. В зависимости от величины сдвига δ_0 изменяются фазы таких вкладов. При $\delta_0 = \Lambda/4$ волны с интенсивностями I_S и ΔI_S будут в фазе, и волны I_R и ΔI_R — в противофазе. В этом случае будет происходить усиление сигнальной волны за счет перекачки в нее энергии опорной волны (накачки). При $\delta_0 = 0$ и $\delta_0 = \pi$ перекачки энергии не происходит, однако происходит перекачка фазы, то есть фаза сигнальной волны изменяется при «включении» опорной волны. Эти эффекты динамической голографии получили название «самодифракция».

Перечислим основные эффекты динамической голографии.

1. *Оптическая память.* Время хранения от миллисекунд (10^{-3} с) для GaAs до нескольких лет в $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. Количество голограмм в одном кристалле — 10000. Принцип кодирования и доступ к данной голограмме осуществляется за счет высокой угловой селективности объемных голограмм, путем изменения положения опорного (считывающего) пучка. Количество циклов перезаписи не ограничено.

2. *Оптические межсоединения в оптических нейрокомпьютерах между излучателями и фотоприемниками.* Величина каждой связи может изменяться в процессе «обучения» вследствие динамического характера фоторефрактивных голограмм.

3. *Усиление оптических изображений,* при котором реализуется коэффициент усиления по мощности в сотни и тысячи раз. Используется эффект перекачки мощности на сдвинутых решетках $\Delta n(z)$ относительно $I(z)$.

4. *Обращение волнового фронта световых пучков.* Схема обращения изображена на рис. 1.4. Здесь зеркало M отражает пучок накачки во встречном направлении. При дифракции на пропускающей фоторефрактивной решетке, формируемой при взаимодействии пучков с интенсивностями I_{S0} и I_{R0} , возникает дифрагированная волна с интенсивностью $I_{\text{обр}}$, распространяющаяся точно в обратном направлении по отношению к сигнальной. Такой эффект, называемый еще **фазовым сопряжением** светового пучка, может происходить с увеличением мощности

обращенной волны. В рассматриваемом случае предполагается формирование только пропускающей решетки, вклад в которую дают попутно распространяющиеся пучки с интенсивностями I_{S0} и I_{R0} и встречные им, но тоже попутно распространяющиеся пучки с интенсивностями $I_R^{отр}$ и $I_S^{обр}$. Таким образом, в формировании фоторефрактивной решетки принимают участие четыре волны, поэтому рассматриваемое взаимодействие называют четырехволновым.

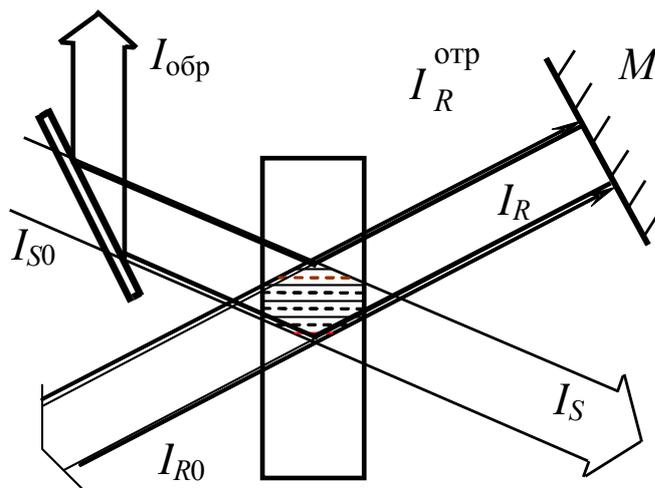


Рис. 1.4. Обращение сигнального светового пучка на пропускающей фоторефрактивной решетке при попутном четырехволновом взаимодействии

5. *Фотоиндуцированное рассеяние света.* Рассеяние на оптических неоднородностях на входной грани кристалла опорного пучка и усиление рассеянных волн за счет эффекта перекачки мощности из него в рассеянные волны приводит с течением времени к образованию «шумовой» картины (рис. 1.5.) Каждое световое пятно на этой картине соответствует усиленной рассеянной волне. Картина распределения световых максимумов отражает случайный характер распределения рассеивающих центров и анизотропию усиления световых волн, формирующих фоторефрактивные решетки с различными направлениями волновых векторов \mathbf{K} относительно кристаллофизических осей. Это связано как с зависимостью эффективности переноса заряда от направления вектора решетки \mathbf{K} , так и с анизотропией электрооптического эффекта.

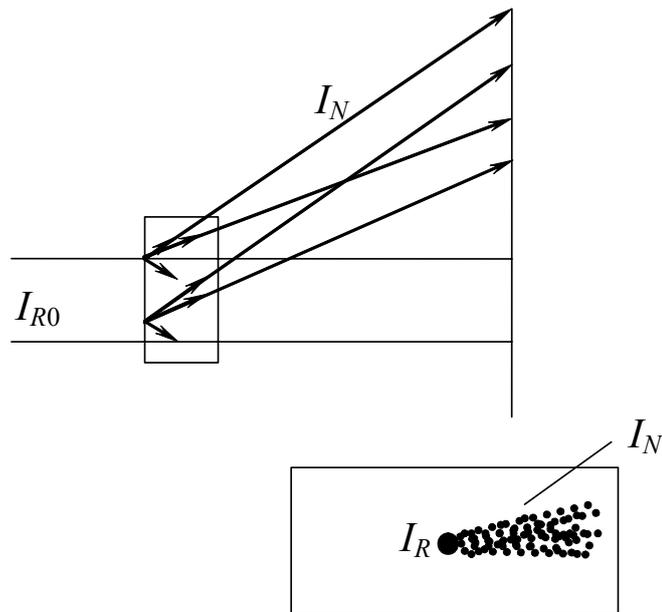


Рис. 1.5. Фотоиндуцированное рассеяние света в фоторефрактивных кристаллах

6. *Самообращение волнового фронта световых пучков.* Одна из схем самообращения, использующая эффекты усиления, фотоиндуцированного рассеяния и обращение волнового фронта, называется *петлевым генератором*. Схема петлевого генератора поясняется рис. 1.6.

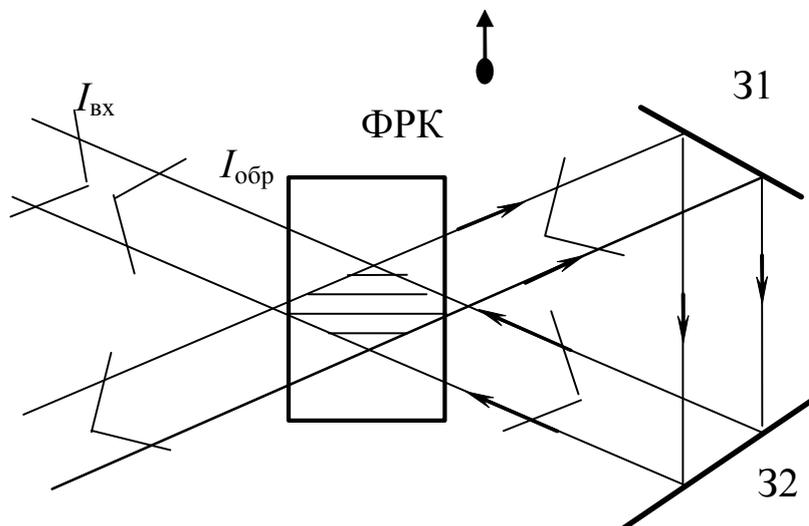


Рис. 1.6. Самообращение волнового фронта в схеме петлевого генератора на фоторефрактивном кристалле. Стрелка в верхней части рисунка указывает направление перекачки мощности

Здесь пучок $I_{\text{вх}}$ испытывает фотоиндуцированное рассеяние на входной грани фоторефрактивного кристалла (ФРК) и, отражаясь от зеркал 31 и 32, снова проходит через ФРК (в обратном направлении). Часть фотоиндуцированного рассеяния, отражающаяся последовательно от зеркал 31 и 32, распространяется в направлении, противоположном входному пучку. Этот рассеянный пучок имеет преимущественное усиление, а его волновой фронт является обращенным по отношению к $I_{\text{вх}}$. Коэффициент отражения в этой схеме, $K_{\text{отр}} = I_{\text{обр}}/I_{\text{вх}}$, может составлять десятки процентов.

1.2. Модель зонного переноса

В настоящее время описание физических процессов, имеющих место при перераспределении носителей заряда в фоторефрактивных кристаллах, основано на моделях зонного переноса, первая из которых, называемая одноуровневой, была разработана в работах [10–14]. В рамках одноуровневой монополярной модели зонного переноса предполагается, что кристалл имеет один тип примесных центров донорного типа. Доноры при фотовозбуждении поставляют неравновесные носители заряда в зону проводимости (электроны) или в валентную зону (дырки). Мы будем полагать, что перенос зарядов в фоторефрактивном кристалле осуществляется электронами в зоне проводимости. Упрощенно уровни энергии нейтральных доноров, ионизированных доноров и компенсирующих неактивных акцепторов, расположенные в запрещенной зоне кристалла, изображены на рис. 1.7.

В темноте в кристалле существуют как ионизированные доноры с концентрацией N_{DT}^+ , так и неионизированные (нейтральные) доноры с концентрацией N_{DT} . Электронейтральность кристалла обеспечивается отрицательно заряженными акцепторами, на которые свет не действует. Очевидно, что в темноте в кристалле должно содержаться равное количество ионизированных доноров и акцепторов:

$$N_{DT}^+ = N_A. \quad (1.10)$$

При неоднородном освещении кристалла в освещенной области происходит фотоионизация неионизированных доноров, при этом в данной точке кристалла рождаются ионизированный донор и электрон в зоне проводимости.

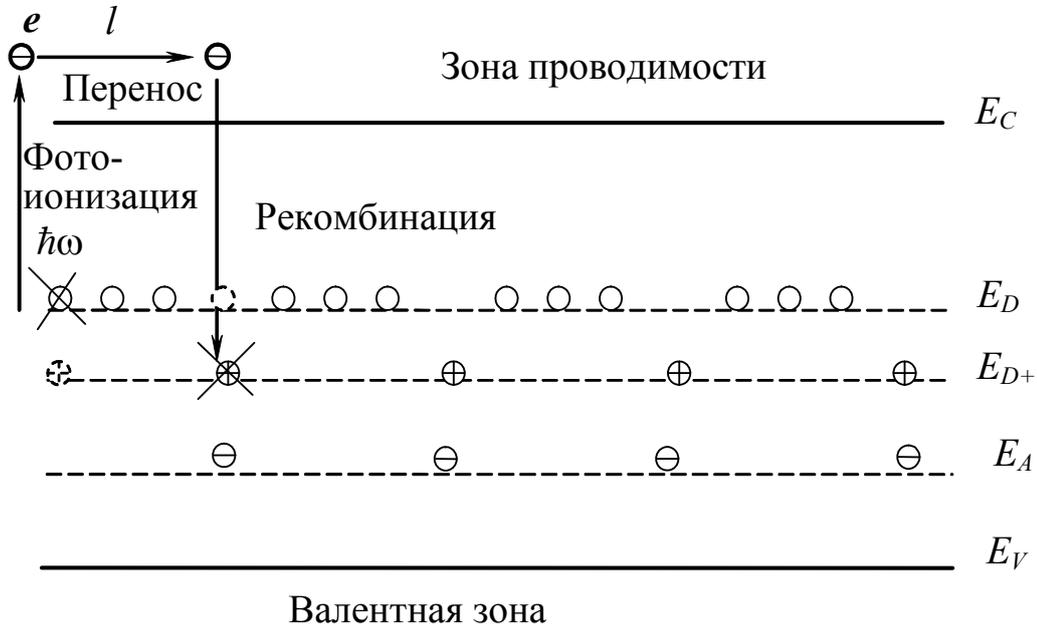


Рис. 1.7. Энергетическая диаграмма фоторефрактивного кристалла для одноуровневой модели зонного переноса

Электрон за время своего существования в зоне проводимости переместится на расстояние l за счет эффектов диффузии и дрейфа во внешних и внутренних электрических полях. Далее он рекомбинирует, восстанавливая ионизированный донорный центр до неионизированного. Как математически описать этот процесс? Процессы фотоионизации и рекомбинации можно описать скоростным уравнением

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = SI(N_D - N_D^+) - \gamma_R n N_D^+. \quad (1.11)$$

Здесь левая часть — скорость изменения концентрации ионизированных доноров. Она пропорциональна сечению фотоионизации S , интенсивности света I и числу неионизированных доноров $N_D - N_D^+$, где N_D — полная концентрация доноров в кристалле (например атомов Fe в LiNbO_3). Произведение SI равно вероятности фотовозбуждения одного донора в единицу

времени, а $SI(N_D - N_D^+)$ представляет полное число фотоионизированных доноров в единицу времени. Процесс рекомбинации уменьшает число ионизированных доноров, поэтому второй член в (1.11) имеет отрицательный знак. Скорость рекомбинации характеризует γ_R — коэффициент двухчастичной рекомбинации, а полное изменение N_D^+ в единицу времени пропорционально произведению как концентрации электронов в зоне проводимости (которые и могут рекомбинировать), так и числу (концентрации) ионизированных доноров в данной точке кристалла N_D^+ . Если $n = 0$ или $N_D^+ = 0$, то рекомбинация в данной точке произойти не может.

Поскольку в кристалле образуется объемный заряд и электрическое поле (которое можно считать электростатическим), воспользуемся уравнением Максвелла

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho. \quad (1.12)$$

Чему равен объемный заряд? Очевидно,

$$\rho = e(N_D^+ - n - N_A). \quad (1.13)$$

Учтем, что интенсивность света у нас зависит только от координаты z (см. формулу (1.8)). В этом случае и все остальные величины тоже зависят от z , и вместо (1.12) получаем

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{e}{\varepsilon}(N_D^+ - n - N_A). \quad (1.14)$$

Уравнений (1.11) и (1.14) для описания процессов переноса недостаточно — в них входят три неизвестных функции $N_D^+(z, t)$, $n(z, t)$ и $E(z, t)$. Дополним их уравнением непрерывности

$$\operatorname{div}(\delta_{\text{пр}} + \delta_{\text{стоп}}) = -\frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (1.15)$$

Сторонними токами являются диффузионный ток и фото-вольтаический ток:

$$\delta_{\text{диф}} = k_B T \mu \operatorname{grad} n, \quad (1.16)$$

$$\delta_{ph} = \beta : \mathbf{E} \mathbf{E}^*; \quad \delta_m^{ph} = \beta_{mkl} \tilde{E}_k \tilde{E}_l^*, \quad (1.17)$$

где β_{mkl} — компоненты фотовольтаического тензора 3-го ранга; \tilde{E}_k — составляющие вектора напряженности светового поля в кристалле. Последний вид тока был обнаружен в 1974 году [15] в простейшем варианте $\delta_m^{ph} = \beta_{mnn}I$. Учитывая, что

$$\delta_{np} = e\mu nE, \quad (1.18)$$

где μ — подвижность электрона, с учетом (1.13) из (1.15) получаем

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial N_D^+}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial z} \left[e\mu nE + k_B T \mu \frac{\partial n}{\partial z} + \delta_3^{ph} \right]. \quad (1.19)$$

Система материальных уравнений (1.11), (1.14) и (1.19) является замкнутой и позволяет найти неизвестные функции $N_D^+(z,t)$, $n(z,t)$ и $E(z,t)$. Выпишем ниже эти уравнения и формулу (1.8) для $I(z)$:

$$I(z) = I_0 + \frac{mI_0}{2} \exp(iKz) + \frac{m^*I_0}{2} \exp(-iKz), \quad (1.20)$$

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = SI(N_D - N_D^+) - \gamma_R n N_D^+, \quad (1.21)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial N_D^+}{\partial t} = \mu \frac{\partial}{\partial z} (nE) + \frac{k_B T}{e} \mu \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial z} \delta_3^{ph}, \quad (1.22)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{e}{\varepsilon} (N_D^+ - n - N_A). \quad (1.23)$$

Система уравнений (1.21)–(1.23) является нелинейной и не имеет аналитического решения в общем случае. Для анализа процессов переноса заряда поэтому используют различные приближения, а иногда и численные методы. Система (1.21)–(1.23) позволяет учесть и влияние внешних полей на перенос заряда, поскольку под E нужно понимать сумму внешнего поля, приложенного к кристаллу, и внутреннего поля пространственного заряда, образующегося при формировании динамической голограммы.

1.3. Приближение малых контрастов интерференционной картины

Для $|m| \ll 1$ можно линеаризовать систему уравнений (1.21)–(1.23), разлагая все функции в ряд Фурье:

$$n(z, t) = n_0(t) + \frac{n_1(t)}{2} \exp(iKz) + \frac{n_1^*(t)}{2} \exp(-iKz) + \dots, \quad (1.24)$$

$$N_D^+(z, t) = N_{D0}^+(t) + \frac{N_{D1}^+(t)}{2} \exp(iKz) + \frac{N_{D1}^{+*}(t)}{2} \exp(-iKz) + \dots, \quad (1.25)$$

$$E(z, t) = E_0(t) + \frac{E_1(t)}{2} \exp(iKz) + \frac{E_1^*(t)}{2} \exp(-iKz) + \dots \quad (1.26)$$

Для динамической голографии важна первая пространственная гармоника, что позволяет ограничиться анализом только представленных здесь членов разложения. Кроме того, для $|m| \ll 1$ должны выполняться условия $|n_1| \ll n_0$, $|N_{D1}^+| \ll N_{D0}^+$, $|E_1| \ll E_0$. Последнее условие может иногда не выполняться (при $E_0 = 0$ и диффузионном механизме записи). Эти условия и позволяют линеаризовать систему уравнений (1.21)–(1.23) путем отбрасывания членов второго порядка малости.

Для простоты пренебрежем фотовольтаическим током в уравнении (1.22) и будем считать внешнее поле заданным: $E_{\text{вн}} = E_0(t)$. Методика анализа состоит в подстановке $n(z, t)$, $N_D^+(z, t)$ и $E(z, t)$ из уравнений (1.24)–(1.26) в систему (1.21)–(1.23) и в приравнивании членов при одинаковых фазовых множителях. Для нулевой пространственной гармоники из (1.23) находим

$$N_{D0}^+ - n_0 - N_A = 0, \quad N_{D0}^+ = N_A + n_0. \quad (1.27)$$

Подставляя N_{D0}^+ в уравнение для нулевой пространственной гармоники (1.21), получаем уравнение, содержащее и члены второго порядка малости:

$$\frac{dn_0}{dt} = SI_0(N_D - N_A - n_0) - \frac{SI_0}{4} (mN_{D1}^{+*} + m^*N_{D1}^+) -$$

$$- \gamma_R n_0 (N_A + n_0) - \frac{\gamma_R}{4} (n_1 N_{D1}^{+*} + n_1^* N_{D1}^+).$$

После их исключения уравнение для n_0 преобразуется к виду (см., например, [16])

$$\frac{dn_0}{dt} = SI_0 (N_D - N_A - n_0) - \gamma_R n_0 (N_A + n_0). \quad (1.28)$$

Хотя уравнение (1.28) имеет точное решение, приближение непрерывного низкоинтенсивного излучения позволяет существенно упростить конечный результат. Для низкой интенсивности ($I_0 \leq 10^3$ Вт/см² в случае кристаллов типа $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$), что практически всегда имеет место, $n_0 \ll N_A$, и уравнение (1.28) упрощается:

$$\frac{dn_0}{dt} + \frac{n_0}{\tau_R} = SI_0 (N_D - N_A), \quad (1.29)$$

где $\tau_R = 1/(\gamma_R N_A)$ — время жизни электрона в зоне проводимости (среднее время между процессами фотовозбуждения и рекомбинации).

В квазинепрерывном режиме для $t \gg \tau_R \sim 10^{-5}$ с можно считать $dn_0/dt \approx 0$ и из (1.29) получить выражение для n_0 в виде

$$n_0 = \frac{SI_0 (N_D - N_A)}{\gamma_R N_A} = SI_0 (N_D - N_A) \tau_R. \quad (1.30)$$

Далее следует приравнять в уравнениях (1.21)–(1.23) члены при фазовом множителе $\exp(iKz)$, отбросив величины второго порядка малости:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{D1}^+}{dt} &= mSI_0 (N_D - N_A - n_0) - \\ &- SI_0 N_{D1}^+ - \gamma_R n_0 (N_{D1}^+ + n_1) - \gamma_R N_A n_1, \end{aligned} \quad (1.31)$$

$$\frac{dn_1}{dt} - \frac{dN_{D1}^+}{dt} = iK\mu (E_0 n_1 + E_1 n_0) - K^2 \frac{k_B T \mu}{e} n_1, \quad (1.32)$$

$$iKE_1 = \frac{e}{\epsilon} (N_{D1}^+ - n_1). \quad (1.33)$$

Исключая из уравнений (1.31)–(1.33) N_{D1}^+ и n_1 , получаем аналогичное найденному в [16] дифференциальное уравнение 2-го порядка для амплитуды первой пространственной гармоники поля пространственного заряда

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_1}{dt^2} + \left[\frac{1}{\tau_+} + \frac{1}{\tau_{di}} + \frac{1}{\tau_D} - \frac{i}{\tau_R} \frac{E_0}{E_\mu} \right] \frac{dE_1}{dt} + \left[\frac{1}{\tau_{di}\tau_+} + \frac{1}{\tau_I\tau_D} - \frac{i}{\tau_R\tau_I} \frac{E_0}{E_\mu} \right] E_1 = \\ = -im \frac{(E_D - iE_0)}{\tau_{di}n_0} SI_0 (N_D - N_A - n_0), \end{aligned} \quad (1.34)$$

где введены обозначения: $\tau_+ = (SI_0 + 2\gamma_R n_0 + \gamma_R N_A)^{-1}$, $\tau_I = (SI_0 + \gamma_R n_0)^{-1}$, $\tau_{di} = \varepsilon / (e\mu n_0) = \varepsilon / \sigma$ — время диэлектрической релаксации; $\tau_D = (\mu K E_D)^{-1}$, $E_D = K(k_B T / e)$ — диффузионное поле; $E_\mu = (\mu K \tau_R)^{-1}$ — дрейфовое поле.

Оценки показывают, что при обычно используемой интенсивности света выполняются неравенства

$$SI_0 \ll \gamma_R n_0, \quad \gamma_R n_0 \ll \gamma_R N_A. \quad (1.35)$$

Кроме того, в квазинепрерывном приближении и для низкочастотного внешнего поля, когда его период удовлетворяет условию $T \gg \tau_R$, можно отбросить вторую производную в уравнении (1.34). В результате получаем известное уравнение (см., например, [4]), описывающее временную эволюцию амплитуды первой гармоники поля пространственного заряда

$$\frac{dE_1}{dt} + \Gamma_1 E_1 = -mF_1, \quad (1.36)$$

где введены обозначения

$$\Gamma_1 = \frac{1 + E_D/E_q - iE_0/E_q}{\tau_{di} [1 + E_D/E_\mu - iE_0/E_\mu]}, \quad (1.37)$$

$$F_1 = \frac{E_0 + iE_D}{\tau_{di} [1 + E_D/E_\mu - iE_0/E_\mu]}, \quad (1.38)$$

и $E_q = eN_A / (\varepsilon K)$ — так называемое поле насыщения ловушек.

Таким образом, в приближении малого контраста интерференционной картины $|m| \ll 1$, амплитуда первой пространственной гармоники поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки описывается уравнением (1.36). Наиболее простой вид решение этого уравнения имеет при постоянном внешнем поле.

1.4. Диффузионный механизм записи фоторефрактивной решетки

Если внешнее поле к кристаллу не приложено, то решение уравнения (1.36) имеет вид

$$E_1(t) = -im \frac{E_D}{1 + E_D/E_q} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1 + E_D/E_q}{\tau_{di}(1 + E_D/E_\mu)} t \right] \right\}. \quad (1.39)$$

Скорость формирования решетки в этом случае определяется временем релаксации

$$\tau = \tau_{di} \frac{(1 + E_D/E_\mu)}{(1 + E_D/E_q)}, \quad (1.40)$$

которое зависит от пространственного периода решетки Λ . Зависимость $E_1(t)$ можно переписать в форме

$$E_1(t) = -im E_{sc} \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right], \quad (1.41)$$

где введено обозначение

$$E_{sc} = \frac{E_D}{1 + E_D/E_q}.$$

График данной зависимости представлен на рис. 1.8.

Проанализируем выражение (1.41).

1. Поле пространственного заряда имеет первую пространственную гармонику, сдвинутую по фазе на $-\pi/2$ относительно интерференционной картины.

2. Амплитуда первой пространственной гармоники E_1 увеличивается с увеличением контраста интерференционной картины m .

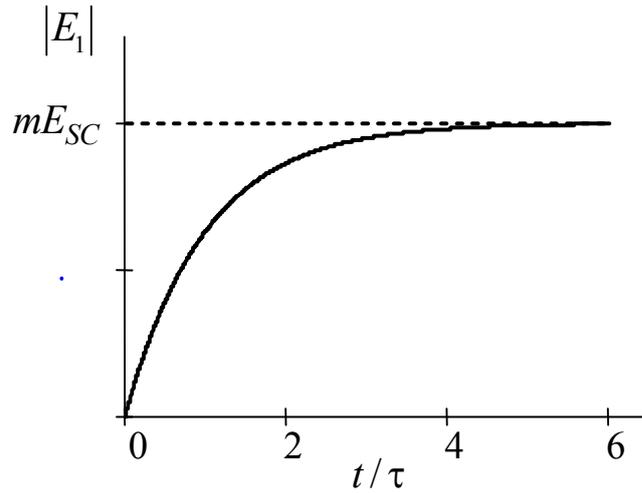


Рис. 1.8. Временная зависимость амплитуды первой гармоники поля пространственного заряда при диффузионном механизме формирования фоторефрактивной решетки

3. Поскольку диффузионное поле $E_D \sim 1/\Lambda$, а поле насыщения ловушек $E_q \sim \Lambda$, то с изменением периода решетки амплитуда E_1 достигает максимума при $E_D/E_q = 1$ (рис. 1.9). В общем случае зависимость поля E_{SC} от пространственного периода решетки имеет следующий вид:

$$E_{SC} = \frac{(2\pi/\Lambda)k_B T/e}{1 + (2\pi/\Lambda)^2 k_B T \varepsilon / (e^2 N_A)}. \quad (1.42)$$

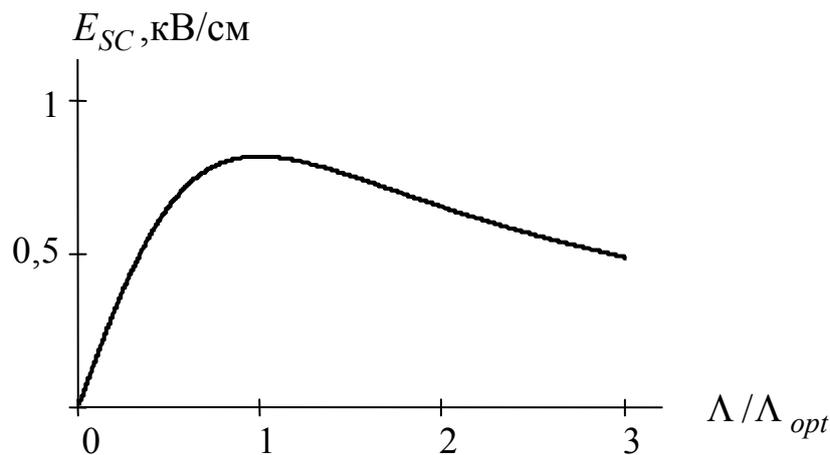


Рис. 1.9. Зависимость поля E_{SC} от пространственного периода фоторефрактивной решетки для $\Lambda_{opt} = 1$ мкм и температуры $T = 300$ К

Оптимальный период решетки определяется соотношением

$$\Lambda_{opt} = \frac{2\pi}{e} \sqrt{\frac{k_B T \varepsilon}{N_A}}. \quad (1.43)$$

Таким образом, определяя экспериментально Λ_{opt} , можно найти концентрацию компенсирующих акцепторных центров N_A для данного кристалла. Эти измерения лучше всего проводить в стационарном режиме, при $t \gg \tau$.

4. Скорость роста E_1 на начальном участке $t \ll \tau$ определяется выражением

$$E_1(t) = -im \frac{E_D}{\tau_{di} (1 + E_D/E_\mu)} t, \quad (1.44)$$

использование которого также возможно для определения материальных констант кристалла.

1.5. Формирование фоторефрактивной решетки в постоянном внешнем поле

Для увеличения амплитуды фоторефрактивной решетки к кристаллу может быть приложено внешнее постоянное электрическое поле (рис. 1.10).

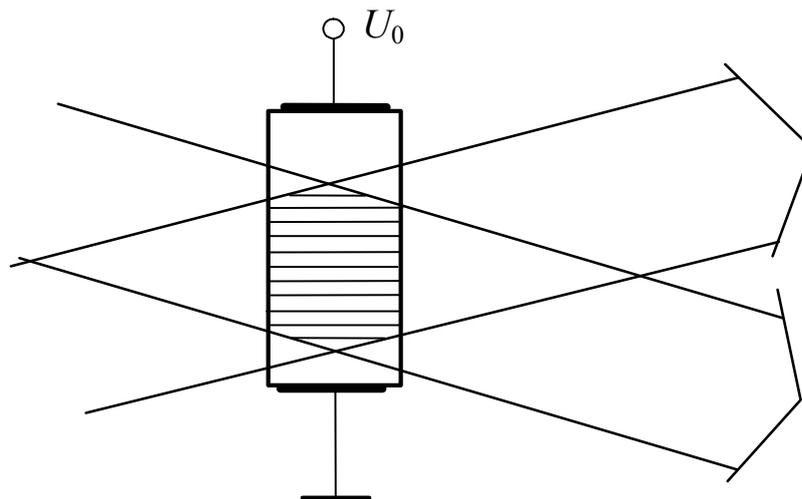


Рис. 1.10. Запись фоторефрактивной решетки в кристалле с приложенным постоянным электрическим полем

Следует отметить, что в этом случае необходимо обеспечить достаточно однородную засветку световыми пучками всего межэлектродного промежутка. В противном случае экранировка внешнего поля полем пространственного заряда приведет к тому, что на затененных областях будет наблюдаться максимальное падение напряжения. Поэтому напряженность поля, приложенного к области локализации фоторефрактивной голограммы, будет существенно ниже, чем U_0/d , где d — межэлектродное расстояние.

Решение уравнения (1.36) для $E_0 = \text{const}$ может быть получено в виде

$$E_1(t) = -m \frac{F_1}{\Gamma_1} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right], \quad (1.45)$$

где постоянная времени определяется следующим выражением:

$$\tau = \tau_{di} \frac{1 + E_D/E_\mu - i E_0/E_\mu}{1 + E_D/E_q - i E_0/E_q}. \quad (1.46)$$

Таким образом, постоянная времени оказывается комплексной, и установление стационарного режима носит колебательный характер (рис. 1.11).

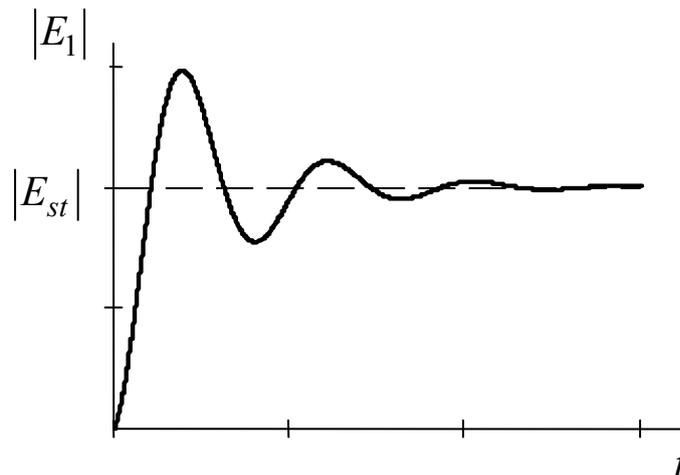


Рис. 1.11. Динамика поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки, формирующейся в постоянном электрическом поле

Стационарное значение поля пространственного заряда имеет в общем случае вещественную и мнимую составляющие:

$$\begin{aligned}
E_{st} &= -m \frac{F_1}{\Gamma_1} = -m \frac{E_0 + iE_D}{1 + E_D/E_q - iE_0/E_q} = \\
&= -mE_0 \frac{E_q^2}{(E_q + E_D)^2 + E_0^2} - imE_q \frac{E_0^2 + E_D(E_q + E_D)}{(E_q + E_D)^2 + E_0^2}. \quad (1.47)
\end{aligned}$$

Обычно постоянное поле используют для малых пространственных частот ($\Lambda > 10$ мкм), так что выполняется условие $E_q \gg E_0 \gg E_D$.

В этом случае мнимая составляющая, характеризующая сдвиг фоторефрактивной решетки относительно интерференционной картины и связанная с диффузией носителей заряда, очень мала, и ею можно пренебречь. Тогда выражение для E_{st} упрощается и принимает вид

$$E_{st} \approx -mE_0, \quad (1.48)$$

так что в формирование решетки основной вклад вносит дрейфовый механизм переноса заряда. Поскольку поле, прикладываемое к кристаллу, может достигать значений 30 кВ/см и более, фоторефрактивная решетка в постоянном внешнем поле может по амплитуде существенно превышать амплитуду решетки, формирующейся за счет диффузионного механизма. Другое важное отличие заключается в том, что данная решетка синфазна или противофазна с интерференционной картиной, в то время как в случае диффузионного механизма они сдвинуты на четверть пространственного периода относительно друг друга.

Как отмечалось выше, недостатком постоянного внешнего поля является необходимость однородной засветки кристалла между электродами.

1.6. Фоторефрактивная решетка при знакопеременном внешнем поле

В случае, когда к кристаллу приложено знакопеременное электрическое поле [17], преобладающую роль также играет дрейфовый механизм переноса заряда. Однако ток через кристалл носит емкостной характер, и экранировка внешнего поля не успевает произойти за время полупериода $T/2$. Этот период

выбирается из условия $\tau_R \ll T \ll \tau_{di}$. Обычно частота внешнего поля находится в пределах $f_0 = 1/T = 50 \text{ Гц} - 5 \text{ кГц}$. Наиболее простым с точки зрения теоретического анализа и наиболее эффективным для практических целей оказывается знакопеременное поле меандровой формы [1, 4, 8]. Запишем уравнение (1.36) для положительного (+) и отрицательного (-) полупериодов:

$$\frac{dE_1^+}{dt} + \Gamma_1^+ E_1^+ = -mF_1^+, \quad 0 \leq t \leq \frac{T}{2}, \quad (1.49)$$

$$\frac{dE_1^-}{dt} + \Gamma_1^- E_1^- = -mF_1^-, \quad \frac{T}{2} \leq t \leq T, \quad (1.50)$$

где коэффициенты Γ_1^+ и F_1^+ постоянны в течение своих полупериодов:

$$\Gamma_1^\pm = \frac{1 + E_D/E_q \mp i E_0/E_q}{\tau_{di} (1 + E_D/E_\mu \mp i E_0/E_\mu)}, \quad (1.51)$$

$$F_1^\pm = \frac{\pm E_0 + i E_D}{\tau_{di} [1 + E_D/E_\mu \mp i E_0/E_\mu]}. \quad (1.52)$$

Мы видим, что решения для E_1^+ и E_1^- могут быть легко найдены в виде экспоненциальной функции и константы:

$$E_{1p}^\pm = C_{1p}^\pm \exp(-\Gamma_1^\pm t) - m \frac{F_1^\pm}{\Gamma_1^\pm}, \quad (1.53)$$

где p — номер периода, $p = 1, 2, 3, \dots$

Если мы рассматриваем динамику роста фоторефрактивной решетки, то можно начать с момента времени $t = 0$, когда $E_{11}^+(t) = 0$. Отсюда мы определим коэффициент C_{11}^+ . При переключении полярности поля в момент времени $t = pT/2$ амплитуда решетки не может мгновенно измениться, и мы воспользуемся условиями непрерывности, которые в общем виде формулируются как

$$E_1^+ [(2p-1)T/2] = E_1^- [(2p-1)T/2], \quad (1.54)$$

$$E_1^- \left[2p \frac{T}{2} \right] = E_1^+ \left[2p \frac{T}{2} \right], \quad p = 1, 2, 3, \dots \quad (1.55)$$

Используя данные условия, можно последовательно найти C_{11}^- , C_{12}^+ , C_{12}^- и т.д.

При малых периодах внешнего поля $T \ll \tau_{di}$ амплитуда решетки не успевает существенно измениться в течение каждого полупериода. Естественно, что при большом времени формирования решетки наступает режим стационарных колебаний — поле можно представить в виде стационарной части и колебательной составляющей:

$$E_1^\pm = \tilde{E}_1 \pm \Delta E(t), \quad (1.56)$$

причем $|\Delta E| \ll \tilde{E}_1$. Найти \tilde{E}_1 можно, например, как в работе [18], из условия непрерывности при $t = T/2$ и условий периодичности:

$$E_{1p}^+(T/2) = E_{1p}^-(T/2), \quad E_{1p}^-(T) = E_{1p}^+(0), \quad (1.57)$$

где мы используем замену $t = pT + \Delta t$, причем $pT \gg \tau_{di}$, а $0 \leq \Delta t \leq T$.

Другой подход заключается в применении метода усреднения, использованного для этой цели в работе [17], на основе соотношений

$$\langle E_{1p}^+ \rangle = \int_0^{T/2} E_{1p}^+(t) dt = \int_{T/2}^T E_{1p}^-(t) dt = \langle E_{1p}^- \rangle = \tilde{E}_1, \quad (1.58)$$

$$\left\langle \frac{dE_{1p}^+}{dt} \right\rangle = - \left\langle \frac{dE_{1p}^-}{dt} \right\rangle. \quad (1.59)$$

Применим усреднение к уравнениям (1.49) и (1.50) для эволюции E_1^+ и E_1^- и просуммируем результаты усреднения:

$$\left(\Gamma_1^+ + \Gamma_1^- \right) \tilde{E}_1 = -m \left(F_1^+ + F_1^- \right). \quad (1.60)$$

В результате получаем

$$\tilde{E}_1 = -m \frac{F_1^+ + F_1^-}{\Gamma_1^+ + \Gamma_1^-} = -imE_q \frac{E_D(E_\mu + E_D) + E_0^2}{(E_\mu + E_D)(E_q + E_D) + E_0^2}. \quad (1.61)$$

Таким образом, при высокочастотном внешнем напряжении меандровой формы поле пространственного заряда имеет

первую пространственную гармонику, сдвинутую по фазе на $-\pi/2$ относительно интерференционной картины, как при диффузионном механизме записи фоторефрактивной решетки. Однако амплитуда этой гармоники \tilde{E}_1 здесь может быть существенно выше, чем для диффузионного механизма, поскольку в формирование решетки путем разделения зарядов вносит вклад дрейф в знакопеременном внешнем поле. Зависимость $|\tilde{E}_1|$ от пространственного периода решетки Λ также имеет экстремум, как и для диффузионного механизма (см. рис. 1.8), но сдвинутый в область больших Λ .

1.7. Основы динамической голографии

1.7.1. Самодифракция световых волн на фоторефрактивных голограммах.

Уравнения связанных волн

Эффекты самодифракции проявляются в изменении амплитуд и фаз световых волн при взаимодействии на формируемой ими фоторефрактивной голограмме, которая имеет динамический характер. Ограничимся анализом симметричной геометрии взаимодействия плоских световых волн (см. рис. 1.1), поля которых вне голограммы описываются соотношениями (1.1) и (1.2). Будем пренебрегать оптической анизотропией среды и полагать, что фоторефрактивный кристалл представляет плоский слой, расположенный при $0 \leq x \leq d$ (рис. 1.12). Входную ($x = 0$) и выходную ($x = d$) грани кристалла считаем оптически просветленными, так что отражение света от этих граней отсутствует.

Поля взаимодействующих волн в фоторефрактивном слое будем искать в виде собственных волн невозмущенного кристалла с комплексными амплитудами, медленно изменяющимися по координате x и во времени:

$$\mathbf{E}_R(x, z, t) = \mathbf{e} \frac{\dot{E}_R(x, t)}{2} \times \exp\{i[\omega t - k_0 n_0 (x \cos \theta - z \sin \theta)]\} + \text{к.с.}, \quad (1.62)$$

$$\mathbf{E}_S(x, z, t) = \mathbf{e} \frac{\dot{E}_S(x, t)}{2} \times \exp\{i[\omega t - k_0 n_0 (x \cos \theta + z \sin \theta)]\} + \text{к.с.}, \quad (1.63)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число для вакуума; n_0 — показатель преломления невозмущенного кристалла; к.с. — комплексно-сопряженные слагаемые.

Здесь мы для простоты полагаем, что взаимодействующие волны имеют одинаковые собственные векторы поляризации \mathbf{e} , и считаем малым угол 2θ между волновыми векторами \mathbf{k}_R и \mathbf{k}_S .

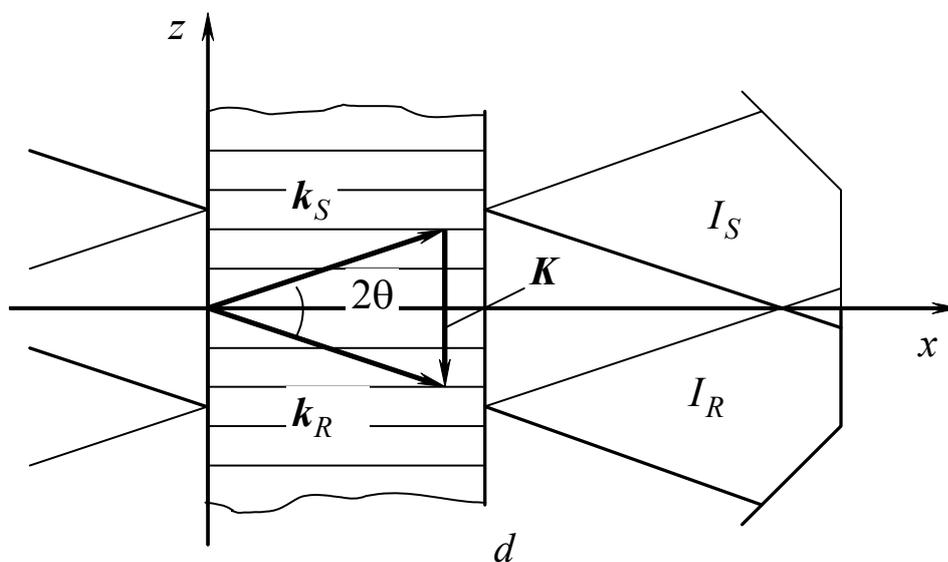


Рис. 1.12. Геометрия попутного взаимодействия двух плоских световых волн на пропускающей решетке в плоском слое фоторефрактивного кристалла

Компоненты тензора относительной диэлектрической проницаемости фоторефрактивного слоя, в котором сформирована динамическая голографическая решетка, представим в виде

$$\varepsilon_{mn}(x, z, t) = \varepsilon_{mn}^0 + \frac{\Delta\varepsilon_{mn}(x, t)}{2} \exp(iKz) + \frac{\Delta\varepsilon_{mn}^*(x, t)}{2} \exp(-iKz), \quad (1.64)$$

где волновое число в соответствии с векторной диаграммой на рис. 1.12 и с законом сохранения (условием синхронизма) (1.5) может быть найдено как

$$K = 2k_0 n_0 \sin \theta. \quad (1.65)$$

Диэлектрическая проницаемость оптически изотропного невозмущенного кристалла выражается в (1.64) через его показатель преломления как $\varepsilon_{mn}^0 = n_0^2 \delta_{mn}$, где δ_{mn} — единичный симметричный тензор второго ранга. Наведенные в кристалле полем пространственного заряда голограммы возмущения диэлектрической проницаемости обусловлены, во-первых, *линейным электрооптическим эффектом* [1–8]. Во-вторых, вследствие *обратного пьезоэлектрического эффекта* электрическое поле голограммы создает пропорциональные ему упругие деформации кристалла [4, 19–22]. Эти деформации дают дополнительный вклад в возмущения диэлектрической проницаемости, определяемые *фотоупругим эффектом*. С учетом электрооптического и фотоупругого вкладов, амплитуда возмущений диэлектрической проницаемости в формуле (1.64) определяется следующим выражением (см., например, [4, 19–21, 23]):

$$\Delta\varepsilon_{mn} = -\varepsilon_{mi}^0 \varepsilon_{nj}^0 \left(r_{ijp}^S + P_{ijkl}^E p_l \gamma_{kr} e_{prs} p_s \right) p_p E_1, \quad (1.66)$$

где $p_{p,l,s}$ — направляющие косинусы вектора решетки \mathbf{K} в кристаллофизических координатах; r_{ijp}^S — компоненты электрооптического тензора механически зажатого кристалла; P_{ijkl}^E — компоненты фотоупругого тензора, измеренного при постоянном электрическом поле; γ_{kr} — компоненты тензора, обратного к $\Gamma_{rk}^E = C_{rskl}^E p_s p_l$; C_{rskl}^E и e_{prs} — компоненты тензоров модулей упругости и пьезоэлектрических констант.

Подставляя далее суперпозицию полей опорной и предметной волн, определяемых соотношениями (1.62) и (1.63), и диэлектрическую проницаемость в форме (1.64) в волновое уравнение, в котором пренебрегается оптической анизотропией невозмущенной среды,

$$\nabla^2 E_m + k_0^2 \varepsilon_{mn} E_n = 0, \quad (1.67)$$

и используя стандартную процедуру метода связанных волн (см., например, [4, 9]) с учетом условия синхронизма (1.65), приходим к следующей системе уравнений связанных волн, аналогичной уравнениям Когельника [23]:

$$\frac{d\dot{E}_R}{dx} = -i \frac{k_0 g}{4n_0 \cos \theta} \dot{E}_S, \quad (1.68)$$

$$\frac{d\dot{E}_S}{dx} = -i \frac{k_0 g^*}{4n_0 \cos \theta} \dot{E}_R. \quad (1.69)$$

Здесь тензорная свертка $g = \Delta \varepsilon_{mn} e_m e_n$ характеризует величину и характер связи взаимодействующих друг с другом на фоторефрактивной динамической голограмме волн сигнала и накачки (опорной и предметной). Мы считаем эти волны собственными и имеющими одинаковые векторы поляризации с направляющими косинусами $e_{m,n}$. В рассматриваемом случае оптически изотропной среды эта свертка, с учетом соотношения (1.66), может быть выражена через амплитуду первой гармоники поля пространственного заряда:

$$g = -n_0^4 r_{eff} E_1, \quad (1.70)$$

где эффективная электрооптическая постоянная определяется выражением

$$r_{eff} = \left(r_{mnp}^S + P_{mnkl}^E P_l \gamma_{kr} e_{prs} P_s \right) P_p e_m e_n. \quad (1.71)$$

В рассматриваемых далее частных случаях взаимодействия волн на фоторефрактивной решетке будем полагать угол θ малым, так что $\cos \theta \approx 1$. Используя также соотношение (1.70), перепишем уравнения связанных волн в следующем виде:

$$\frac{d\dot{E}_R}{dx} = i \left(\frac{\pi}{2\lambda} n_0^3 r_{eff} E_1 \right) \dot{E}_S, \quad (1.72)$$

$$\frac{d\dot{E}_S}{dx} = i \left(\frac{\pi}{2\lambda} n_0^3 r_{eff} E_1^* \right) \dot{E}_R. \quad (1.73)$$

1.7.2. Приближение неистощаемой накачки

Если при взаимодействии на фоторефрактивной решетке параметры волны накачки не претерпевают значительных изменений (это относится к амплитуде и фазе, $\dot{E}_R(x) = E_R(x) \exp[i\varphi_R(x)]$, $E_R = |\dot{E}_R|$), то комплексную амплитуду \dot{E}_R

можно полагать постоянной. В общем случае, как следует из предыдущего рассмотрения, амплитуда поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки может быть представлена как

$$E_1 = m(E_1' + iE_1''), \quad (1.74)$$

где E_1' соответствует локальной, а E_1'' — нелокальной компоненте фоторефрактивного отклика. Учтем, что контраст интерференционной картины (см. подразд. 1.1) при взаимодействии волн, описываемых соотношениями (1.62) и (1.63), определяется выражением

$$m(x) = \frac{2\dot{E}_R(x)\dot{E}_S^*(x)}{|\dot{E}_R(x)|^2 + |\dot{E}_S(x)|^2}, \quad (1.75)$$

а условие неистощимости накачки выполняется при условии $|\dot{E}_R(x)|^2 \gg |\dot{E}_S(x)|^2$. В таком *приближении неистощаемой накачки* (или *заданного поля накачки* [1]), полагая в знаменателе $|\dot{E}_S|^2 = 0$ и учитывая (1.74), из уравнения (1.73) получаем

$$\frac{d\dot{E}_S}{dx} = i\frac{\pi}{\lambda}n_0^3r_{eff}(E_1' - iE_1'')\dot{E}_S. \quad (1.76)$$

Таким образом, комплексная амплитуда сигнальной волны в приближении неистощаемой накачки изменяется по экспоненциальному закону

$$\dot{E}_S(x) = E_{S0} \exp\left(i\frac{\Gamma''}{2}x\right) \exp\left(\frac{\Gamma'}{2}x\right), \quad (1.77)$$

со скоростью, определяемой коэффициентами

$$\Gamma' = \frac{2\pi}{\lambda}n_0^3r_{eff}E_1'', \quad \Gamma'' = \frac{2\pi}{\lambda}n_0^3r_{eff}E_1'. \quad (1.78)$$

Первый из них, Γ' , обозначаемый обычно как Γ , определяет усиление слабого сигнального пучка по интенсивности

$$I_S(x) = |\dot{E}_S(x)|^2 = I_{S0} \exp(\Gamma x), \quad (1.79)$$

связанное с нелокальной компонентой фоторефрактивного отклика. Данный эффект называют *перекачкой мощности* (*ин-*

тенсивности) пучка накачки в сигнальный пучок. Параметр Γ , определяемый в общем случае как

$$\Gamma = \frac{1}{d} \ln \left[\frac{I_S(d)}{I_S(0)} \right], \quad (1.80)$$

называют *экспоненциальным коэффициентом двухпучкового усиления* [2].

Из (1.77) можно видеть, что локальная компонента фоторефрактивного отклика приводит к изменению фазы сигнальной волны при взаимодействии. Последний эффект называют *перекачкой фазы*.

Очевидно, что данное приближение неистощаемой накачки справедливо до тех пор, пока интенсивность сигнальной волны существенно меньше, чем у волны накачки.

1.7.3. Самодифракция световых волн на фоторефрактивной решетке при чисто нелокальном отклике

При диффузионном механизме переноса заряда, а также при формировании фоторефрактивной голограммы в знакопеременном внешнем электрическом поле достаточно высокой частоты, как следует из подразд. 1.4 и 1.5, локальная компонента отклика отсутствует ($E'_1 = 0$, $\Gamma'' = 0$). В этом случае уравнения связанных волн (1.72) и (1.73), с учетом выражений (1.74) и (1.75), принимают вид

$$\frac{d\dot{E}_R}{dx} = -\frac{\Gamma}{2} \frac{|\dot{E}_S|^2 \dot{E}_R}{|\dot{E}_R|^2 + |\dot{E}_S|^2}, \quad (1.81)$$

$$\frac{d\dot{E}_S}{dx} = \frac{\Gamma}{2} \frac{|\dot{E}_R|^2 \dot{E}_S}{|\dot{E}_R|^2 + |\dot{E}_S|^2}. \quad (1.82)$$

Умножая первое уравнение на \dot{E}_R^* , а второе — на \dot{E}_S^* и складывая результаты, получаем так называемый первый интеграл системы уравнений (1.81) и (1.82):

$$\dot{E}_R^* \frac{d\dot{E}_R}{dx} + \dot{E}_S^* \frac{d\dot{E}_S}{dx} = 0. \quad (1.83)$$

Добавим сюда комплексно-сопряженное уравнение

$$\dot{E}_R \frac{d\dot{E}_R^*}{dx} + \dot{E}_S \frac{d\dot{E}_S^*}{dx} = 0 \quad (1.84)$$

и просуммируем полученные результаты. После несложных преобразований получаем соотношение, называемое интегралом сохранения:

$$\frac{d}{dx} \left(|\dot{E}_R(x)|^2 + |\dot{E}_S(x)|^2 \right) = 0, \quad (1.85)$$

или, в другой форме

$$|\dot{E}_R(x)|^2 + |\dot{E}_S(x)|^2 = \text{const} = I_0. \quad (1.86)$$

Соотношения (1.85) и (1.86) выражают тот факт, что в системе без потерь мощность, теряемая накачкой, приобретается сигналом. С учетом (1.86) уравнения (1.81) и (1.82) упрощаются:

$$\frac{d\dot{E}_R}{dx} = -\frac{\Gamma}{2I_0} |\dot{E}_S|^2 \dot{E}_R, \quad (1.87)$$

$$\frac{d\dot{E}_S}{dx} = \frac{\Gamma}{2I_0} |\dot{E}_R|^2 \dot{E}_S. \quad (1.88)$$

Для преобразования системы уравнений (1.87)–(1.88) для комплексных амплитуд в уравнения для интенсивностей взаимодействующих волн умножим (1.87) на \dot{E}_R^* и просуммируем полученный результат с комплексно-сопряженным к нему уравнением. Прделаав аналогичные операции и с уравнением (1.88), получаем:

$$\frac{dI_R}{dx} = -\Gamma \frac{I_R I_S}{I_0}, \quad (1.89)$$

$$\frac{dI_S}{dx} = \Gamma \frac{I_R I_S}{I_0}. \quad (1.90)$$

Решения, описывающие пространственную эволюцию интенсивностей волн сигнала и накачки при самодифракции на фоторефрактивной решетке в рассматриваемом случае нелокально-

го отклика, могут быть получены из нелинейной системы уравнений (1.89) и (1.90) в аналитической форме. Использование интеграла сохранения (1.86), переписанного в виде

$$I_R(x) + I_S(x) = I_{R0} + I_{S0} = I_0, \quad (1.91)$$

где введены обозначения $I_{R0,S0} = I_{R,S}(0)$, позволяет исключить из уравнения (1.90) неизвестную функцию $I_R(x)$. В результате нелинейное дифференциальное уравнение для $I_S(x)$ может быть представлено в виде

$$\frac{dI_S}{dx} = \Gamma I_S \left(1 - \frac{I_S}{I_0} \right). \quad (1.92)$$

Интегрирование данного уравнения приводит к следующей координатной зависимости интенсивности сигнальной волны (см., например, [2–4]):

$$I_S(x) = I_{S0} \frac{(1 + \beta) \exp(\Gamma x)}{\beta + \exp(\Gamma x)} = \frac{I_0}{1 + \beta \exp(-\Gamma x)}, \quad (1.93)$$

где параметр β характеризует отношение интенсивностей волн накачки и сигнала на входной грани кристалла:

$$\beta = \frac{I_{R0}}{I_{S0}}. \quad (1.94)$$

Аналогичным образом может быть получена координатная зависимость для интенсивности волны накачки:

$$I_R(x) = I_{R0} \frac{(1 + \beta) \exp(-\Gamma x)}{1 + \beta \exp(-\Gamma x)} = \frac{\beta I_0}{\beta + \exp(\Gamma x)}. \quad (1.95)$$

Из проведенного анализа следует, что в средах с нелокальным откликом возможно усиление слабых сигнальных волн за счет перекачки в нее мощности от сильной волны накачки при взаимодействии на формируемых ими фоторефрактивных динамических голограммах. Значения экспоненциального коэффициента двухпучкового усиления Γ определяются электрооптическими свойствами кристалла и стационарным значением амплитуды нелокальной составляющей поля пространственного заряда (см. формулу (1.78) для Γ'). В кристаллах ВаТiО₃ с исключительно большими электрооптическими коэффициентами

$r_{42} \approx 1200$ пм/В и $r_{33} \approx 123$ пм/В коэффициент усиления может достигать значений до 100 см^{-1} в попутной геометрии взаимодействия [2]. Для кристаллов $\text{Вi}_{12}\text{ТiO}_{20}$, имеющих электрооптический коэффициент $r_{41} \approx 5$ пм/В, во встречной геометрии взаимодействия на отражательных решетках, сформированных за счет диффузионного механизма переноса заряда, экспериментально получено значение коэффициента усиления $\Gamma = 6,8 \text{ см}^{-1}$ [25].

Литература к главе

1. Петров М.П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. – СПб. : Наука, 1992. – 320 с.

2. Одулов С.Г. Лазеры на динамических решетках: Оптические генераторы на четырехволновом смешении / С.Г. Одулов, М.С. Соскин, А.И. Хижняк. – М. : Наука, 1990. – 272 с.

3. Стурман Б.И. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления / Б.И. Стурман, В.М. Фридкин. – М. : Наука, 1992. – 208 с.

4. Solyman L. The physics and applications of photorefractive materials / L. Solyman, D.J. Webb, A. Grunnet-Jepsen. – Oxford : Clarendon Press, 1996. – 495 p.

5. Винецкий В.Л. Динамическая голография / В.Л. Винецкий, Н.В. Кухтарев. – Киев : Наукова думка, 1983. – 127 с.

6. Динамическая самодифракция когерентных световых пучков / В.Л. Винецкий, Н.В. Кухтарев, С.Г. Одулов, М.С. Соскин // УФН. – 1979. – Т. 129, вып. 1. – С. 113–137.

7. Бельдюгин И.М. Теория и применение оптических приборов на основе четырехволнового взаимодействия в фоторефрактивных кристаллах / И.М. Бельдюгин, М.В. Золотарев, К.А. Свиридов // Зарубежная радиоэлектроника. – 1990. – № 3. – С. 52–81 ; – № 4. – С. 72–89.

8. Stepanov S.I. Applications of photorefractive crystals / S.I. Stepanov // Repts. Progr. Phys. – 1994. – V. 57. – P. 39–116.

9. Шепелевич В.В. Введение в когерентную оптику и голографию / В.В. Шепелевич. – Минск : Выш. шк., 1985. – 144 с.

10. Фазовые голографические решетки в неметаллических кристаллах / М.Ф. Дейген, С.Г. Одулов, М.С. Соскин, Б.Д. Шанина // ФТТ. – 1974. – Т. 16, вып. 7. – С. 1895–1902.
11. Винецкий В.Л. Теория проводимости, наводимой при записи голографических решеток в неметаллических кристаллах / В.Л. Винецкий, Н.В. Кухтарев // ФТТ. – 1974. – Т. 16, вып. 12. – С. 3714–3716.
12. Кухтарев Н.В. Кинетика записи и стирания голограмм в электрооптических кристаллах / Н.В. Кухтарев // Письма в ЖТФ. – 1976. – Т. 2, вып. 24. – С. 1114–1119.
13. Усиление когерентных световых пучков динамическими голограммами в сегнетоэлектрических кристаллах / В.Л. Винецкий, Н.В. Кухтарев, В.Б. Марков, С.Г. Одулов, М.С. Соскин // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1977. – Т. 41, № 4. – С. 811–820.
14. Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state / N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii // Ferroelectrics. 1979. – V. 22. – P. 949–960.
15. Glass A.M. High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO_3 / A.M. Glass, D. Linde, T.J. Negran // Appl. Phys. Lett. – 1974. – V. 25, № 4. – P. 233–235.
16. Valley G.C. Short-pulse grating formation in photorefractive materials / G.C. Valley // IEEE J. Quantum Electron. – 1983. – V. QE-19, № 11. – P. 1637–1645.
17. Stepanov S.I. Efficient unstationary holographic recording in photorefractive crystals under an external alternating electric field / S.I. Stepanov, M.P. Petrov // Opt. Commun. – 1985. – V. 53. – P. 292–295.
18. Techniques for the enhancement of space-charge field in photorefractive materials / K. Walsh, A.K. Powell, C. Stace, T.J. Hall // J. Opt. Soc. Am. – 1990. – V. 7. – P. 288–302.
19. Влияние пьезоэффекта на процессы записи и восстановления голограмм в фоторефрактивных кристаллах / А.А. Иванов, А.Е. Мандель, Н.Д. Хатьков, С.М. Шандаров // Автометрия. – 1982. – № 2. – С. 79–84.
20. Степанов С.И. Фотоупругий вклад в фоторефрактивный эффект в кубических кристаллах / С.И. Степанов, С.М. Шандаров, Н.Д. Хатьков // ФТТ. – 1987. – Т. 24, № 10. – С. 3054–3058.
21. Шандаров С.М. Изменение тензора диэлектрической проницаемости в кубических фоторефрактивных пьезоэлектри-

ческих кристаллах под действием электрического поля голографической решетки / С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич, Н.Д. Хатьков // *Опт. и спектр.* – 1991. – Т. 70, № 5. – С. 1044–1048.

22. Shandarov S.M. Influence of piezoelectric effect on photorefractive gratings in electro-optic crystals / S.M. Shandarov // *Appl. Physics A.* – 1992. – V. 55. – P. 91–96.

23. Effect of elasto-optic contribution on self-bending of speckled light beam in BaTiO₃ / S.M. Shandarov, N.I. Burimov, O.A. Kashin, V.V. Datsyuk // *Ukr. J. Phys.* – 2004. – V. 49, № 4. – P. 322–326.

24. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram gratings / H. Kogelnik // *Bell. Syst. Techn. J.* – 1969. – V. 48, № 9. – P. 2909–2947.

25. Векторное двухволновое взаимодействие на отражательных голографических решетках в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах / А.М. Плесовских, С.М. Шандаров, А.Г. Мартьянов, А.Е. Мандель, Н.И. Буримов, Е.А. Шаганова, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков, А.В. Егорышева // *Квантовая электроника.* – 2005. – Т. 35, № 2. – С. 163–168.

2. Влияние пьезоэлектрического эффекта на формирование объемных голограмм в электрооптических кристаллах

При описании фоторефрактивных явлений и эффектов динамической голографии в электрооптических кристаллах, основные представления о которых изложены в предыдущей главе, необходимо учитывать, что электрические поля фоторефрактивных голограмм вызывают значительные статические упругие деформации. Впервые влияние пьезоэлектрического эффекта на деформацию фоторефрактивного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ в области засветки наблюдали рентгенографическим методом в работе [1]. Авторами [2] было экспериментально установлено, что возникающий при записи голограмм на границе кристалла силиката висмута поверхностный рельеф обусловлен пьезоэлектрической связью с наведенным полем. Одновременно сильный вклад пьезоэлектрического эффекта в модуляцию оптических свойств объемной фоторефрактивной решеткой в кристалле ниобата лития был теоретически предсказан в работе [3], а в [4] предсказанные эффекты получили экспериментальное подтверждение. К настоящему времени список научных статей, в которых пьезоэффект принимается во внимание при анализе различных явлений в фоторефрактивных кристаллах, включает в себя десятки наименований (см., например, [4–77]).

В данной главе рассмотрены основные физические явления, проявляющиеся при формировании упругих и электрических полей, которые сопровождают фоторефрактивные решетки в электрооптических кристаллах, а также методы их анализа и экспериментального исследования.

2.1. Основные уравнения

Процессы формирования поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки в электрооптических кристаллах с монополярной проводимостью электронного типа описываются в рамках одноуровневой модели зонного переноса уравнениями, подробно рассмотренными выше в подразд. 1.2. С учетом анизотропии физических свойств среды для произвольной ориентации вектора решетки \mathbf{K} относительно осей кристалла они могут быть записаны в следующем виде [6]:

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = \frac{G_{ij} \tilde{E}_i \tilde{E}_j^*}{\hbar \omega} \left(1 - \frac{N_D^+}{N_D} \right) - \gamma_R n N_D^+, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial N_D^+}{\partial t} = \frac{1}{e} \operatorname{div} \boldsymbol{\delta}, \quad (2.2)$$

$$\delta_k = en \mu_{kn} E_n + k_B T \mu_{kn} \frac{\partial n}{\partial x_n} + \beta_{kij} \tilde{E}_i \tilde{E}_j^*, \quad (2.3)$$

$$\rho = -e(n + N_A - N_D^+), \quad (2.4)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho, \quad (2.5)$$

где тензор второго ранга G_{ij} описывает скорость фотовозбуждения носителей заряда, которая в анизотропной среде зависит от поляризации световой волны.

В пьезоэлектрических кристаллах вклад в электрическую поляризацию среды определяется не только электрическими, но также и упругими полями. В общем случае к системе уравнений (2.1)–(2.5) необходимо добавить также уравнение движения упругой среды [78]

$$\rho_0 \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_i} T_{ij} \quad (2.6)$$

и уравнения состояния пьезокристалла [79]

$$T_{ij} = C_{ijkl}^E S_{kl} - e_{mij} E_m, \quad (2.7)$$

$$D_m = e_{mkl} S_{kl} + \varepsilon_{mn}^S E_n. \quad (2.8)$$

Здесь ρ_0 — плотность среды; T_{ij} — компоненты тензора упругих напряжений; C_{ijkl}^E , e_{mij} и ε_{mn}^S — компоненты материальных тензоров упругих постоянных (модулей упругости), пьезоэлектрических констант и диэлектрической постоянной среды соответственно; U_i — компоненты вектора упругого смещения, связанные с компонентами тензора упругих деформаций следующим соотношением [78]:

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_k}{\partial x_l} + \frac{\partial U_l}{\partial x_k} \right). \quad (2.9)$$

Система уравнений (2.1)–(2.9) может быть использована для анализа различных фоторефрактивных эффектов в пьезоэлектрических кристаллах. В общем случае к ней могут быть добавлены уравнения электродинамики для световых полей \tilde{E}_i . Например, для описания эффектов дифракции и самовоздействия света, а также самодифракции за счет фоторефрактивной нелинейности система приведенных выше уравнений или ее решения должны рассматриваться совместно с волновым уравнением или с соответствующими уравнениями связанных волн (см., в частности, работы [8, 16–22]).

Упругие поля могут существовать в пьезокристаллах как статические (или квазистатические) распределения упругих деформаций и как акустические волны. Для медленно изменяющихся световых полей амплитуда генерируемых при записи голограммы акустических волн будет достаточно малой. Акустические волны должны браться в расчет, когда их временной период $T_a = \Lambda/V_a$ (Λ — пространственный период, V_a — фазовая скорость акустической волны) сравним с типичным временем изменения светового поля τ_p [13–15]. В большинстве экспериментальных условий, например при непрерывной засветке фоторефрактивного кристалла стационарной интерференционной картиной, $\tau_p \gg T_a$ и уравнение (2.6) сводится к уравнению эластостатики [79]

$$\frac{\partial}{\partial x_j} T_{ij} = 0, \quad (2.10)$$

а сопровождающее фоторефрактивную решетку электрическое поле удовлетворяет уравнению электростатики

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0. \quad (2.11)$$

Отметим, что уравнения (2.10) и (2.11) совместно с системой уравнений (2.1)–(2.5) и (2.7)–(2.9) могут быть использованы для анализа фоторефрактивных эффектов при двумерных и трехмерных пространственных распределениях наведенных электрических и упругих полей.

2.2. Упругие поля фоторефрактивных решеток в безграничном кристалле

Уравнения (2.1)–(2.5) и (2.7)–(2.11) образуют полную систему и могут быть использованы для анализа различных фоторефрактивных эффектов в пьезокристаллах в статическом приближении, когда эффектами генерации акустических колебаний при формировании голографических решеток можно пренебречь.

При анализе записи простейшей объемной фоторефрактивной голограммы (см. рис. 1.1) в безграничном кристалле, введением координаты η вдоль вектора решетки $\mathbf{K} = \mathbf{p}(2\pi/\Lambda)$, от которой будут зависеть все величины, задача нахождения электрических и упругих полей сводится к одномерной. В этом случае производные по пространственным координатам могут быть выражены как

$$\frac{\partial}{\partial x_j} = p_j \frac{\partial}{\partial \eta}, \quad (2.12)$$

где p_j — компоненты единичного вектора \mathbf{p} .

Из уравнения (2.11) следует, что для рассматриваемой одномерной задачи вектор напряженности \mathbf{E} поля пространственного заряда решетки по направлению совпадает с ее вектором \mathbf{K} :

$$E_j = p_j E, \quad (2.13)$$

где $E = |\mathbf{E}|$.

Для рассматриваемого одномерного случая индуцированные квазистатические упругие деформации $S_{kl}(\eta)$ однозначно опре-

деляются распределением электрического поля $E(\eta)$. Для нахождения распределения упругого поля подставим T_{ij} из (2.7) в уравнение (2.10) и учтем соотношения (2.9), (2.12) и (2.13). Используя также свойства симметрии тензора C_{ijkl}^E , получаем

$$\left(C_{ijkl}^E p_j p_l\right) \frac{\partial U_k}{\partial \eta} = (e_{nij} p_n p_j) E + A_i, \quad (2.14)$$

где A_i — компоненты не зависящего от координаты η вектора A , который может быть определен из граничных условий. В дальнейшем будем полагать $A_i = 0$. В этом случае связь упругих смещений U_k с наведенным полем E выражается из уравнения (2.14) в следующем виде:

$$\frac{\partial U_k}{\partial \eta} = \gamma_{ki} (e_{mij} p_j p_m) E, \quad (2.15)$$

где γ_{ki} — компоненты тензора, обратного к компонентам тензора Кристоффеля $\Gamma_{ik} = C_{ijkl}^E p_j p_l$, хорошо известного в теории акустических волн [78, 79].

Отметим, что соотношение (2.14) для $\partial U_k / \partial \eta$, полученное впервые в работе [4], не накладывает ограничений на форму распределения наведенного электрического поля $E(\eta)$. Оно является более общим, чем соотношения для S_{kl} [10, 23] и U_k [24], полученные для фоторефрактивных решеток с гармонической зависимостью $E(\eta)$.

2.3. Материальные уравнения для фоторефрактивных пьезокристаллов

С использованием соотношения (2.15) материальное уравнение для вектора электрической индукции (2.8) может быть представлено в виде

$$D_n = \left[\varepsilon_{nm}^S + e_{nkl} p_l (\gamma_{ki} e_{mij} p_j) \right] E_m. \quad (2.16)$$

Последний член в сумме в правой части уравнения (2.16) представляет пьезоэлектрическую поляризацию среды, которая пропорциональна наведенному полю пространственного заряда

и определяет дополнительный вклад пьезоэффекта в электрическую индукцию кристалла, наведенную световым излучением.

Принимая во внимание соотношения (2.12) и (2.16), систему материальных уравнений (2.1)–(2.5), (2.7)–(2.9) можно преобразовать к следующему виду:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial N_D^+}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[e \mu' n E + k_B T \mu' \frac{\partial n}{\partial \eta} + \beta_{kij} p_k \tilde{E}_i \tilde{E}_j^* \right], \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = \frac{G_{ij} \tilde{E}_i \tilde{E}_j^*}{\hbar \omega} \left(1 - \frac{N_D^+}{N_D} \right) - \gamma_R n N_D^+, \quad (2.18)$$

$$\rho = -e(n + N_A - N_D^+), \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \eta} = \frac{\rho}{\varepsilon'}. \quad (2.20)$$

От аналогичных уравнений (1.21)–(1.23), широко используемых и подробно анализируемых в литературе, система уравнений (2.17)–(2.20) отличается использованием эффективной подвижности $\mu' = \mu_{mn} p_m p_n$ и эффективной статической диэлектрической проницаемости фоторефрактивного пьезокристалла ε' [3, 6, 11, 23, 24], которая определяется выражением

$$\varepsilon' = \varepsilon'_{nm} p_n p_m = \varepsilon^S \left(1 + \frac{e'_k \gamma_{ki} e'_i}{\varepsilon^S} \right), \quad (2.21)$$

где $\varepsilon^S = \varepsilon_{nm}^S p_n p_m$ — статическая диэлектрическая проницаемость среды без учета пьезоэффекта для механически зажатого кристалла; $e'_k = e_{nkl} p_l p_n$ — компоненты некоторого вектора \mathbf{e}' .

2.4. Эффективная статическая диэлектрическая проницаемость фоторефрактивных пьезокристаллов

С эффективными параметрами μ' и ε' связано время максвелловской (диэлектрической) релаксации, характеризующее скорость формирования фоторефрактивной решетки (см. подразд. 1.3), которое в рассматриваемом случае может быть выражено как $\tau_{di} = \varepsilon' / \sigma'$, где $\sigma' = \sigma_{nk} p_n p_k$ — эффективная проводимость кристалла в направлении вектора решетки \mathbf{K} . Пьезо-

электрический вклад в электрическую поляризацию среды перенормирует эффективную диэлектрическую проницаемость ε' и изменяет время диэлектрической релаксации τ_{di} .

Величина ε' определяет и скорость записи голограммы на начальном участке, когда токи проводимости малы и ими можно пренебречь. В этом случае для фотогальванического механизма формирования голограммы в разомкнутом кристалле из уравнений (2.17), (2.19) и (2.20) получаем

$$E(\eta, t) = -\frac{t}{\varepsilon'} \left[\beta_{lij} p_l \tilde{E}_i(\eta) \tilde{E}_j^*(\eta) \right]. \quad (2.22)$$

Соотношение (2.22) использовалось авторами работ [96, 97] для определения фотогальванических постоянных β_{lij} кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ исходя из экспериментальных зависимостей дифракционной эффективности голографических решеток от времени записи. Точность определения постоянных β_{lij} зависит и от используемых значений эффективной статической диэлектрической проницаемости ε' . Сравним ниже значения эффективной статической диэлектрической проницаемости ε' , определяемой формулой (2.21), со значениями эффективных проницаемостей $\varepsilon^S = \varepsilon_{nm}^S p_n p_m$ и $\varepsilon^T = \varepsilon_{nm}^T p_n p_m$, где ε_{mn}^S и ε_{mn}^T соответствуют значениям компонент тензоров диэлектрической проницаемости для механически зажатого и свободного кристаллов соответственно. Проведем рассмотрение для нескольких характерных случаев ориентации вектора решетки \mathbf{K} в кристаллах LiNbO_3 и BaTiO_3 [6], а также для кубических фоторефрактивных кристаллов [6, 25].

2.4.1. Ниобат лития

Вектор решетки \mathbf{K} ориентирован вдоль полярной оси z . Учитывая вид материальных тензоров C_{ijkl}^E и e_{mkl} (см., например, [79]), из уравнения (2.10) с учетом соотношений (2.7) и (2.9) для единственной компоненты T_{33} тензора упругих напряжений, связанной с электрическим полем, получаем

$$\frac{\partial T_{33}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[C_{33}^E \frac{\partial U_3}{\partial z} - e_{33} E_3 \right] = 0. \quad (2.23)$$

Здесь мы перешли от тензорных обозначений C_{ijkl}^E и e_{mkl} к матричным $C_{\alpha\beta}^E$ и $e_{\gamma\beta}$, пользуясь известными правилами [79]. Отсюда, полагая равным нулю получающийся при интегрировании (2.23) компонент A_3 не зависящего от координаты z вектора A , находим

$$\frac{\partial U_3}{\partial z} = \frac{e_{33}}{C_{33}^E} E_3. \quad (2.24)$$

С учетом (2.24) из уравнения состояния (2.8) получаем

$$D_3 = \varepsilon_3^S \left(1 + \frac{e_{33}^2}{C_{33}^E \varepsilon_3^S} \right) E_3, \quad \varepsilon' = \varepsilon_3^S \left(1 + \frac{e_{33}^2}{C_{33}^E \varepsilon_3^S} \right). \quad (2.25)$$

Такое же выражение для ε' получается и из формулы (2.21).

Используя значения компонент материальных тензоров ниобата лития из работы [80], находим значение эффективной статической диэлектрической проницаемости $\varepsilon' = 2,543 \cdot 10^{-10}$ Ф/м, отличающееся от диэлектрической проницаемости зажатого кристалла ε^S всего на 3 % и практически равное диэлектрической проницаемости ε^T свободного кристалла.

Вектор решетки K ориентирован вдоль оси x . В этом случае составляющие вектора p равны: $p_1 = 1$, $p_2 = p_3 = 0$. Учитывая вид тензоров C_{ijkl}^E и e_{mkl} для ниобата лития (класс симметрии $3m$), находим компоненты симметричного тензора Кристоффеля $\Gamma_{ik} = C_{ijkl}^E p_j p_l$:

$$\Gamma_{11} = C_{11}^E, \quad \Gamma_{22} = C_{66}^E, \quad \Gamma_{33} = C_{44}^E, \quad \Gamma_{23} = C_{14}^E, \quad \Gamma_{12} = \Gamma_{13} = 0,$$

и вектора $e'_k = e_{nkl} p_l p_n$:

$$e'_1 = 0, \quad e'_2 = -e_{22}, \quad e'_3 = e_{15}.$$

Отсюда легко находятся нужные для расчета ε' компоненты тензора γ_{ki} , обратного к Γ_{ik} :

$$\gamma_{22} = \frac{C_{44}^E}{\Delta}, \quad \gamma_{23} = -\frac{C_{14}^E}{\Delta}, \quad \gamma_{33} = \frac{C_{66}^E}{\Delta},$$

где $\Delta = C_{66}^E C_{44}^E - (C_{14}^E)^2$.

Далее из формулы (2.21) получаем

$$\varepsilon' = \varepsilon_1^S \left\{ 1 + \frac{e_{22}^2 C_{44}^E + 2e_{22}e_{15} C_{14}^E + e_{15}^2 C_{66}^E}{\varepsilon_1^S [C_{66}^E C_{44}^E - (C_{14}^E)^2]} \right\}. \quad (2.26)$$

При использовании материальных констант ниобата лития из работы [80] найденное из формулы (2.26) значение эффективной статической диэлектрической проницаемости $\varepsilon' = 7,535 \cdot 10^{-10}$ Ф/м отличается на 92 % от статической проницаемости зажатого кристалла ε_1^S и в точности равно проницаемости ε_1^T свободного кристалла.

Вектор решетки K ориентирован в плоскости YZ под углом θ к оси z . Результаты численного расчета угловых зависимостей $\varepsilon'(\theta)$, $\varepsilon^S(\theta)$ и $\varepsilon^T(\theta)$ для данной ориентации вектора голографической решетки представлены на рис. 2.1.

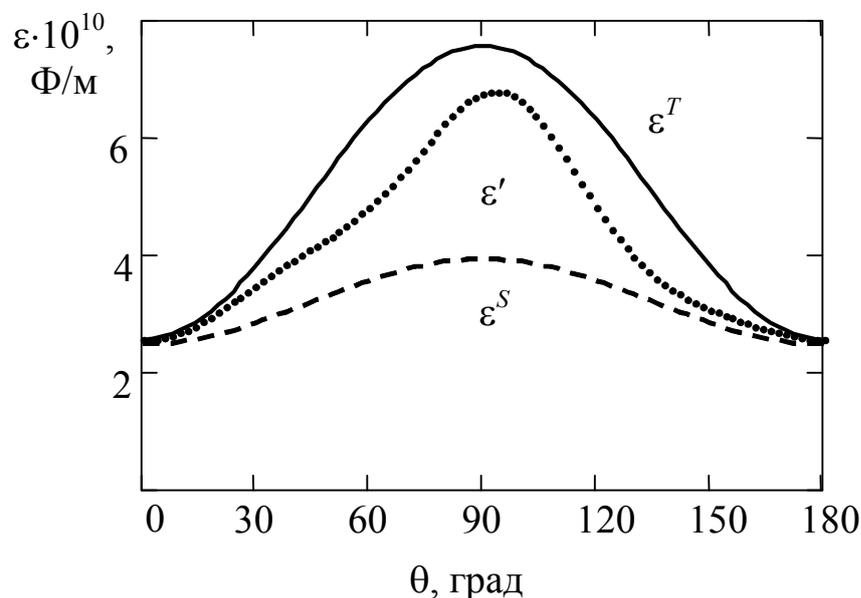


Рис. 2.1. Угловые зависимости эффективных диэлектрических проницаемостей для ориентации вектора решетки в плоскости YZ кристалла ниобата лития

Из него следует, что в общем случае произвольной ориентации вектора K эффективная статическая диэлектрическая проницаемость ε' , в которой последовательно учтен пьезоэлек-

трический вклад, заметно отличается как от эффективной диэлектрической проницаемости ε^S , вычисленной без учета пьезоэффекта по материальным константам ε_{mn}^S механически зажатого кристалла, так и от эффективной проницаемости ε^T , рассчитанной по константам ε_{mn}^T свободного кристалла. Отметим, что эти эффективные параметры удовлетворяют неравенству $\varepsilon^T > \varepsilon' > \varepsilon^S$ [6].

2.4.2. Титанат бария

Вектор решетки K ориентирован в плоскости XZ под углом θ к оси z . В этом случае составляющие единичного вектора p равны:

$$\begin{aligned} p_1 &= \sin \theta, \\ p_2 &= 0, \\ p_3 &= \cos \theta. \end{aligned} \tag{2.27}$$

Для тетрагональной модификации BaTiO_3 (класс симметрии $4mm$), широко используемой в динамической голографии, компоненты вектора e' и тензора Кристоффеля Γ имеют вид

$$\begin{aligned} e'_1 &= (e_{15} + e_{31}) \sin \theta \cos \theta, \\ e'_2 &= 0, \quad e'_3 = e_{15} \sin^2 \theta + e_{33} \cos^2 \theta, \end{aligned} \tag{2.28}$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{11} &= C_{11}^E \sin^2 \theta + C_{44}^E \cos^2 \theta, \\ \Gamma_{22} &= C_{66}^E \sin^2 \theta + C_{44}^E \cos^2 \theta, \\ \Gamma_{33} &= C_{44}^E \sin^2 \theta + C_{33}^E \cos^2 \theta, \\ \Gamma_{13} &= (C_{13}^E + C_{44}^E) \sin \theta \cos \theta, \\ \Gamma_{12} &= \Gamma_{23} = 0. \end{aligned} \tag{2.29}$$

Используя соотношения (2.28) и (2.29), из (2.21) получаем

$$\begin{aligned}\varepsilon' &= \varepsilon^S \left\{ 1 + \frac{(e')_1^2 \Gamma_{33} - 2e'_1 e'_3 \Gamma_{13} + (e')_3^2 \Gamma_{11}}{\varepsilon^S (\Gamma_{11} \Gamma_{33} - \Gamma_{13}^2)} \right\}, \\ \varepsilon^S &= \varepsilon_1^S \sin^2 \theta + \varepsilon_3^S \cos^2 \theta, \\ \varepsilon^T &= \varepsilon_1^T \sin^2 \theta + \varepsilon_3^T \cos^2 \theta.\end{aligned}\quad (2.30)$$

При расчете угловых зависимостей $\varepsilon'(\theta)$, $\varepsilon^S(\theta)$ и $\varepsilon^T(\theta)$, результаты которого представлены на рис. 2.2, использовались значения материальных констант тетрагональной модификации BaTiO₃, приведенные в работе [37].

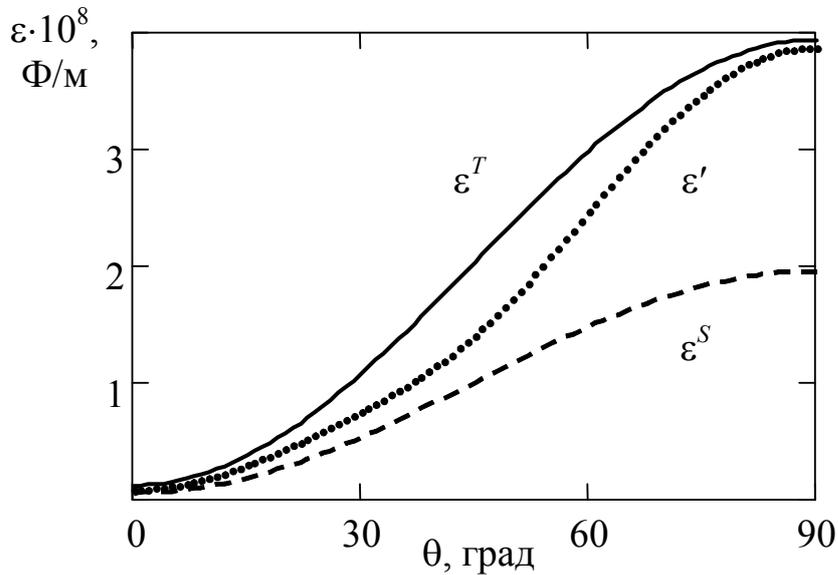


Рис. 2.2. Угловые зависимости эффективных диэлектрических проницаемостей для ориентации вектора решетки в плоскости XZ кристалла титаната бария

Расчеты показывают, что при ориентации вектора решетки вдоль полярной оси z ($\theta = 0$) эффективная статическая диэлектрическая проницаемость $\varepsilon' = 7,931 \cdot 10^{-10}$ Ф/м принимает промежуточное значение относительно проницаемостей зажатого ($\varepsilon_3^S = 4,958 \cdot 10^{-10}$ Ф/м) и свободного ($\varepsilon_3^T = 11,42 \cdot 10^{-10}$ Ф/м) кристалла. Для фоторефрактивной решетки, вектор которой направлен вдоль оси x ($\theta = 90^\circ$), проницаемость $\varepsilon' = 386,5 \cdot 10^{-10}$ Ф/м очень близка к $\varepsilon_1^T = 393,1 \cdot 10^{-10}$ Ф/м и заметно отличается от $\varepsilon_3^S = 194,8 \cdot 10^{-10}$ Ф/м. Отметим, что аналогичные результаты для кристалла BaTiO₃ получены авторами работы [38].

2.4.3. Кубические фоторефрактивные кристаллы

Для кубических пьезокристаллов диэлектрические проницаемости ε^S и ε^T не зависят от направления вектора решетки и связаны соотношением

$$\varepsilon^T = \varepsilon^S \left(1 + \frac{e_{14}^2}{\varepsilon^S C_{44}^E} \right). \quad (2.31)$$

Относительная разность диэлектрических проницаемостей свободного и зажатого кубического пьезокристаллов определяется квадратом коэффициента электромеханической связи K_{EM} :

$$\frac{\varepsilon^T - \varepsilon^S}{\varepsilon^S} = K_{EM}^2 = \frac{e_{14}^2}{\varepsilon^S C_{44}^E}. \quad (2.32)$$

Кубические кристаллы являются слабыми пьезоэлектриками. Например, для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ $K_{EM}^2 = 0,14$; для GaAs $K_{EM}^2 = 0,004$. Эффективная статическая диэлектрическая проницаемость ε' , как отмечалось выше, удовлетворяет неравенству $\varepsilon^T > \varepsilon' > \varepsilon^S$. Поэтому для кубических пьезокристаллов различия между ε' и ε^S невелики, и в большинстве случаев ими можно пренебречь. Подробному анализу ориентационных зависимостей эффективной статической диэлектрической проницаемости для кубических фоторефрактивных пьезокристаллов посвящена работа [25].

2.5. Вклад пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов в модуляцию диэлектрической проницаемости пьезокристаллов

2.5.1. Эффективная электрооптическая постоянная

Как отмечалось в п. 1.6.1, наведенные полем пространственного заряда упругие деформации S_{kl} вследствие фотоупругого эффекта дают дополнительный вклад в возмущения высокочас-

тотной диэлектрической проницаемости среды, вызываемые фоторефрактивной голограммой [4, 5, 7, 10, 11]. Возмущения компонент тензора диэлектрической непроницаемости кристалла на частоте световой волны B_{ij} низкочастотными электрическими и упругими полями определяются известным выражением [79]

$$\Delta B_{ij} = r_{ijp}^S E_p + P_{ijkl}^E S_{kl}. \quad (2.33)$$

Используя соотношения (2.13), (2.15) и (2.9), из (2.33) получаем

$$\Delta B_{ij} = \left(r_{ijp}^S + P_{ijkl}^E \gamma_{kr} e_{prs} p_l p_s \right) p_p E = \Delta B_{ij}^{\text{ЭО}} + \Delta B_{ij}^{\Phi}. \quad (2.34)$$

Здесь $\Delta B_{ij}^{\text{ЭО}} = r_{ijp}^S p_p E$ характеризует вклад в ΔB_{mn} электрооптического, а $\Delta B_{ij}^{\Phi} = P_{ijkl}^E \gamma_{kr} e_{prs} p_l p_s p_p E$ — пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов, то есть вторичный вклад. Связь возмущений ΔB_{ij} с модуляцией относительной диэлектрической проницаемости кристалла определяется выражением [79]

$$\Delta \varepsilon_{mn} = -\varepsilon_{mi}^0 \varepsilon_{nj}^0 \Delta B_{ij}, \quad (2.35)$$

где ε_{mi}^0 — высокочастотная относительная диэлектрическая проницаемость невозмущенного кристалла. Отметим, что из формул (2.34) и (2.35) нетрудно получить соотношение (1.66) для $\Delta \varepsilon_{mn}$.

Поскольку глубина модуляции оптических свойств среды фоторефрактивной голограммой однозначно определяется электрическим полем, во многих случаях дополнительный вклад пьезоэлектрического и упругого эффектов может быть учтен введением эффективных электрооптических постоянных r'_{ijp} :

$$r'_{ijp} = r_{ijp}^S + P_{ijkl}^E p_l \gamma_{kr} e_{prs} p_s. \quad (2.36)$$

2.5.2. Анизотропия электрооптической и фотоупругой компонент фоторефрактивной решетки в кристаллах ниобата лития и арсенида галлия

Численный анализ анизотропии электрооптического и фотоупругого эффекта в электрооптических кристаллах был проведен в работах [4, 23] для кристалла ниобата лития и в работе [11]

для кубических кристаллов. Результаты численных расчетов [4, 23] некоторых угловых зависимостей величин $|\Delta B_{mn}|$ и $|\Delta B_{mn}^{\text{ЭО}}|$ для кристалла LiNbO₃ с вектором решетки \mathbf{k}_p , лежащим в плоскостях YZ и XZ, приведены на рис. 2.3.

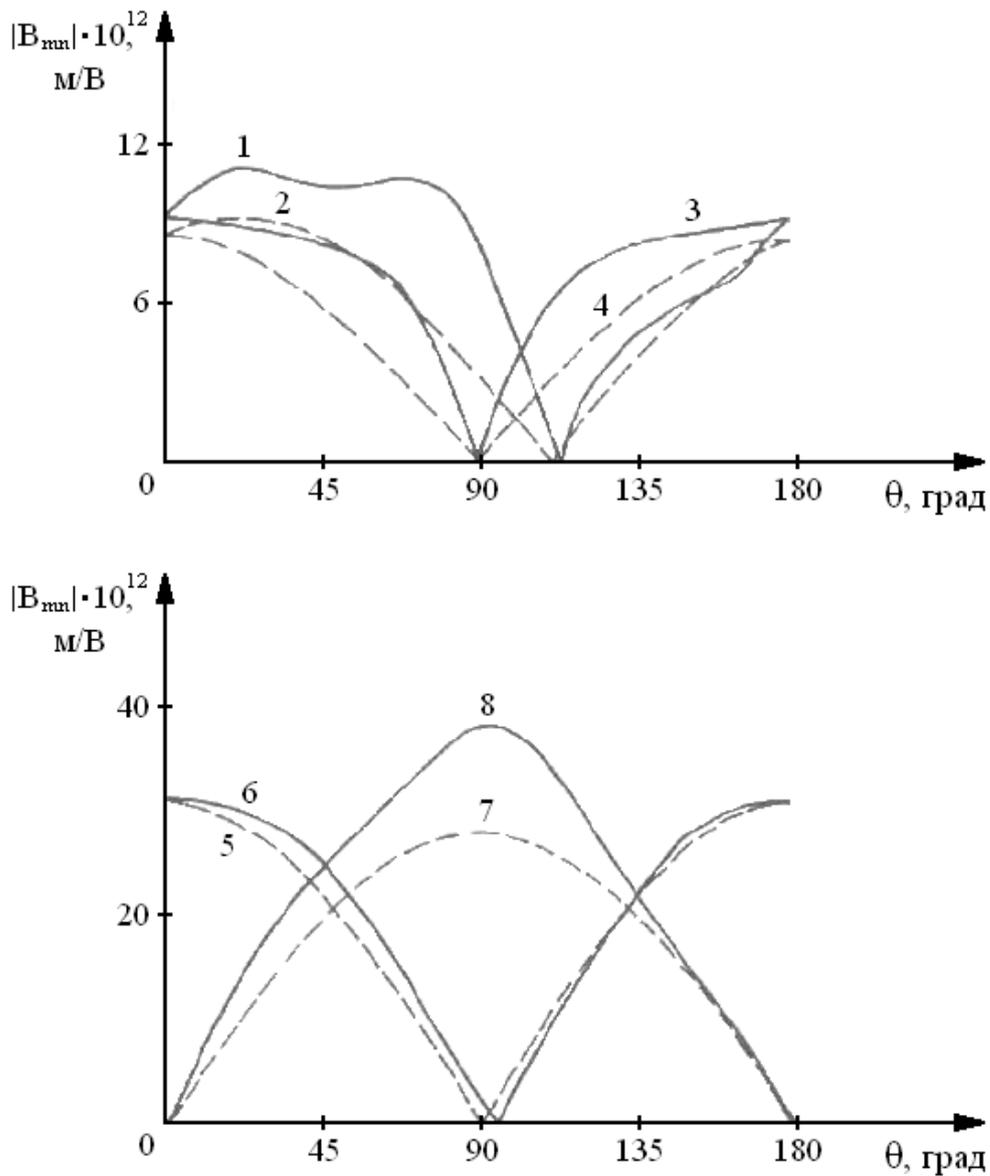


Рис. 2.3. Угловые зависимости $|\Delta B_{mn}|$ и $|\Delta B_{mn}^{\text{ЭО}}|$ для плоскостей XZ и YZ кристалла LiNbO₃:
 1 — $|\Delta B_{22}|$, 2 — $|\Delta B_{22}^{\text{ЭО}}|$, 3 — $|\Delta B_{11}|$, 4 — $|\Delta B_{11}^{\text{ЭО}}|$,
 5 — $|\Delta B_{33}^{\text{ЭО}}|$, 6 — $|\Delta B_{33}|$, 7 — $|\Delta B_{23}^{\text{ЭО}}|$, 8 — $|\Delta B_{23}|$;
 1, 2, 5–8 — вектор $\mathbf{k}_p \parallel YZ$; 3, 4 — вектор $\mathbf{k}_p \parallel XZ$

Амплитуда поля решетки в расчетах принималась единичной. В вычислениях использовались следующие значения материальных констант кристалла LiNbO_3 :

модули упругости $C_{11} = 20,3 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, $C_{12} = 5,73 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, $C_{13} = 7,52 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, $C_{33} = 24,24 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, $C_{14} = 0,85 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, $C_{44} = 5,95 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, $C_{66} = 7,28 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$ [80];

пьезоэлектрические коэффициенты $e_{22} = 2,43 \text{ Кл/м}^2$, $e_{31} = 0,23 \text{ Кл/м}^2$, $e_{33} = 1,33 \text{ Кл/м}^2$, $e_{15} = 3,76 \text{ Кл/м}^2$ [80];

фотоупругие константы $p_{11} = -0,026$, $p_{33} = 0,071$, $p_{44} = 0,146$, $p_{66} = -0,053$, $p_{12} = -0,090$, $p_{13} = 0,133$, $p_{14} = -0,075$, $p_{31} = 0,179$, $p_{41} = -0,151$ [81];

электрооптические коэффициенты $r_{33} = 30,8 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$, $r_{13} = 8,6 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$, $r_{42} = 28 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$, $r_{22} = 3,4 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$ [82].

Сравнение соответствующих друг другу кривых $|\Delta B_{mn}^{\text{ЭО}}|$ и $|\Delta B_{mn}|$ показывает, что совместное действие пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов (вторичный эффект) в кристалле ниобата лития может приводить к заметному вкладу в модуляцию его оптических свойств электрическим полем голографической решетки. Например, $|\Delta B_{22}|$ более чем в 2 раза превосходит $|\Delta B_{22}^{\text{ЭО}}|$ (кривые 1 и 2, рис. 2.3) при $\theta = 90^\circ$ и $\varphi = 90^\circ$ (для $\mathbf{k}_p \parallel OY$). Следует отметить также, что при $\mathbf{k}_p \parallel OY$ $|\Delta B_{33}^{\text{ЭО}}| = 0$, и пространственные изменения $|\Delta B_{33}|$ могут быть обусловлены только вторичным эффектом (кривые 5 и 6, рис. 2.3). Вторичный эффект имеет более сложную зависимость от угла θ , чем чисто электрооптический. В частности, если кривые $|\Delta B_{33}^{\text{ЭО}}(\theta)|$ и $|\Delta B_{23}^{\text{ЭО}}(\theta)|$ симметричны относительно оси OZ , то зависимости $|\Delta B_{33}(\theta)|$ и $|\Delta B_{23}(\theta)|$ такой симметрией не обладают.

На рис. 2.4 приведены результаты численных расчетов угловых зависимостей величин ΔB_{mn} для кубического кристалла GaAs среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ [11]. В вычислениях использовались следующие значения материальных констант кристалла GaAs:

фотоупругие постоянные $p_{11} = -0,165$, $p_{12} = p_{13} = -0,14$, $p_{44} = -0,072$ [83];

электрооптический коэффициент $r_{41} = 1,2 \cdot 10^{-12}$ м/В [84];
 пьезоэлектрический коэффициент $e_{14} = 0,154$ Кл/м² [83].

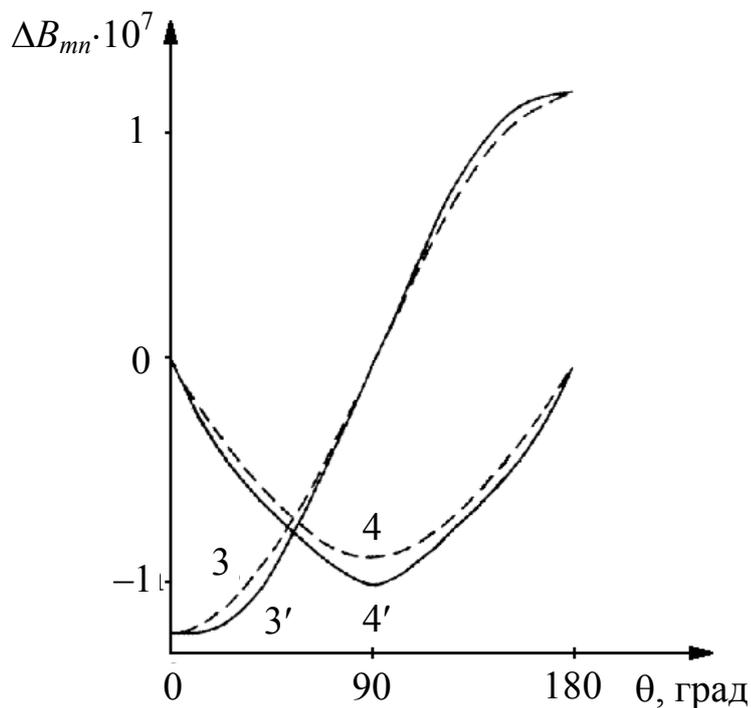
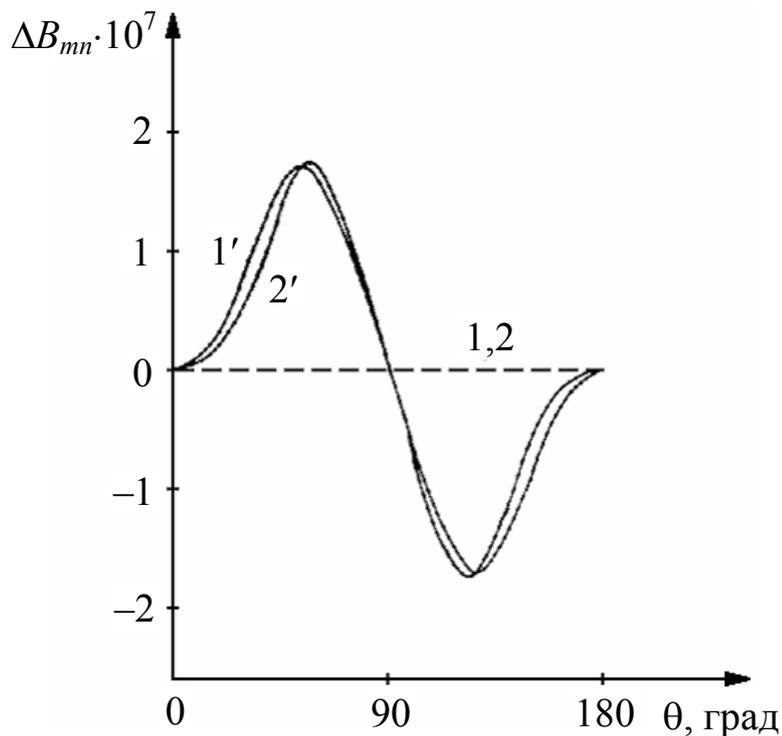


Рис. 2.4. Угловые зависимости ΔB_{mn} и $\Delta B_{mn}^{\text{ЭО}}$ для плоскости $(\bar{1}\bar{1}0)$
 кристалла GaAs: 1,2 — $\Delta B_{11}^{\text{ЭО}} = \Delta B_{22}^{\text{ЭО}} = \Delta B_{33}^{\text{ЭО}}$, 3 — $\Delta B_{12}^{\text{ЭО}}$,
 4 — $\Delta B_{23}^{\text{ЭО}} = \Delta B_{13}^{\text{ЭО}}$, 1' — $\Delta B_{11} = \Delta B_{22}$, 2' — ΔB_{33} ,
 3' — ΔB_{12} , 4' — $\Delta B_{23} = \Delta B_{13}$

В вычислениях использовались значения материальных констант упругости $C_{11} = 11,88 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$; $C_{12} = 5,38 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$; $C_{44} = 5,94 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$ [83].

Из графиков на рис. 2.4 видно, что наиболее сильно под влиянием пьезоэлектрического эффекта изменяются компоненты ΔB_{11} , ΔB_{22} , ΔB_{33} , причем их максимальное изменение достигается в диапазоне углов $50\text{--}70^\circ$. При $\theta = 0$ пьезоэлектрический эффект не проявляется. При $\theta = 90^\circ$ наиболее сильно изменены компоненты ΔB_{13} и ΔB_{23} по сравнению со случаем отсутствия пьезоэффекта.

Проведенные расчеты показывают, что упругие деформации, сопровождающие электрические поля динамических голографических решеток, вносят существенный вклад в анизотропию возмущений ими оптических свойств в широко известных фоторефрактивных средах.

2.5.3. Экспериментальные исследования анизотропии дифракционной эффективности при восстановлении пропускающих голограмм в кристалле LiNiO_3

В экспериментальных исследованиях анизотропии возмущений оптических свойств среды при формировании пропускающих голографических решеток использовалась методика, основанная на измерении угловых зависимостей отношений эффективностей различных видов дифракции света на одной и той же голографической решетке [85]. Как известно [86], эффективность дифракции света на голографической решетке η в анизотропном кристалле определяется квадратом свертки:

$$\eta \sim \left(e_i^{\text{п}} \Delta \varepsilon_{ik} e_k^{\text{д}} \right)^2, \quad (2.37)$$

где $e_i^{\text{п}}$, $e_k^{\text{д}}$ — компоненты единичных векторов поляризации падающей и дифрагированной световых волн; $\Delta \varepsilon_{ij}$ — амплитуда возмущений компонентов тензора диэлектрической проницаемости кристалла.

Выражая $\Delta\varepsilon_{ik}$ через амплитуду диэлектрической непроницаемости кристалла ΔB_{mn} (учитывающую электрооптический эффект и вторичный вклад пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов), представим квадрат свертки (2.37) в виде

$$\eta \sim \left(e_i^{\text{п}} \varepsilon_{im} \Delta B_{mn} \varepsilon_{kn} e_k^{\text{д}} \right)^2. \quad (2.38)$$

Для решеток с вектором \mathbf{k}_p , лежащим в плоскости YZ и XZ одноосного кристалла, удовлетворяющих условиям малости углов дифракции $|\mathbf{k}_p| \ll 2\pi/\lambda$ и малой дифракционной эффективности $\eta_o, \eta_e \ll 1$, отношение эффективностей дифракции η_e/η_o при необыкновенной (e) и обыкновенной (o) поляризациях света определяется выражениями [4, 23]

$$\sqrt{\frac{\eta_e}{\eta_o}} \approx \frac{n_e^3 \Delta B_{33}}{n_o^3 \Delta B_{22}}, \quad (2.39)$$

$$\sqrt{\frac{\eta_e}{\eta_o}} \approx \frac{n_e^3 \Delta B_{33}}{n_o^3 \Delta B_{11}}. \quad (2.40)$$

В работах [4, 23] зависимость $\sqrt{\eta_e/\eta_o}$ исследовалась экспериментально на монокристаллическом образце кристалла $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ (0,03 вес. %). Размер кристалла составлял $8 \times 8 \times 10 \text{ мм}^3$ по осям X, Y, Z соответственно. Результаты эксперимента изображены точками на рис. 2.5 и рис. 2.6. Здесь же приведены результаты расчета величин $\sqrt{\eta_e/\eta_o}$ и $\sqrt{\eta_e^{\text{ЭО}}/\eta_o^{\text{ЭО}}}$ (в последнем случае не учтен вклад вторичного эффекта) для плоскости YZ (рис. 2.5) и для плоскости XZ (рис. 2.6). Хорошо видно, что экспериментальные точки гораздо лучше согласуются с зависимостью $\sqrt{\eta_e/\eta_o}$, чем с кривой $\sqrt{\eta_e^{\text{ЭО}}/\eta_o^{\text{ЭО}}}$. Проведенные экспериментальные исследования позволили подтвердить высказанное в работе [3] предположение, что при записи объемных голограмм и их восстановлении в фоторефрактивных пьезокристаллах существенную роль играют упругие деформации, сопровождающие наведенные в среде электрические поля.

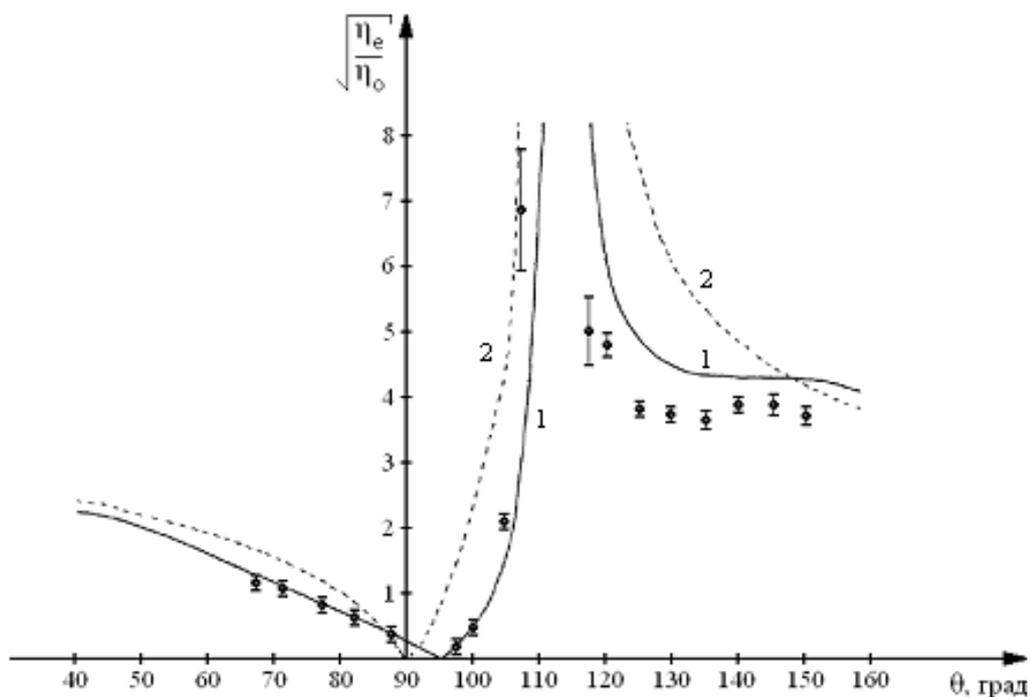


Рис. 2.5. Экспериментальные (точки) и теоретические зависимости для $\sqrt{\eta_e/\eta_o}$ (кривые 1) и расчетная зависимость для $\sqrt{\eta_e^{\text{ЭО}}/\eta_o^{\text{ЭО}}}$ (кривые 2) от угла θ для плоскости YZ кристалла ниобата лития

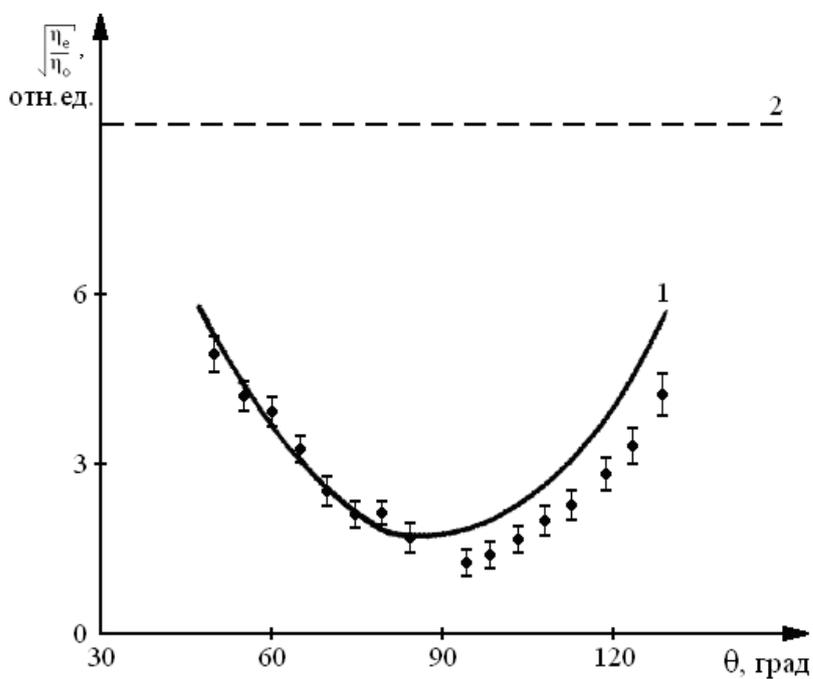


Рис. 2.6. Экспериментальные (точки) и теоретические зависимости для $\sqrt{\eta_e/\eta_o}$ (кривая 1) и расчетная зависимость для $\sqrt{\eta_e^{\text{ЭО}}/\eta_o^{\text{ЭО}}}$ (кривая 2) от угла θ для плоскости XZ кристалла ниобата лития

2.6. Влияние пьезоэффекта на запись и считывание голограмм в оптически активных кубических кристаллах

Кубические фоторефрактивные кристаллы класса симметрии 23 ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$) обладают высокой чувствительностью, реверсивностью процесса запись-считывание и являются перспективными материалами для динамической голографии и ее приложений [9,10]. Эти кристаллы проявляют пьезоэлектрические свойства и одновременно естественную оптическую активность.

Учет гиротропных свойств кубических фоторефрактивных кристаллов при изучении дифракции света на голографических решетках в кубических кристаллах был проведен в [87–90] в кристаллах среза (110) при традиционных ориентациях вектора решетки $\mathbf{k}_p \parallel [1\bar{1}0]$ и $\mathbf{k}_p \parallel [001]$ и в [91] для произвольной ориентации вектора \mathbf{k}_p в плоскости среза. Учет пьезоэлектрического и фотоупругого механизмов формирования голографической решетки не включался в теоретические модели дифракции в этих работах. В то же время, как показано в исследованиях [4, 23] и авторами работ [5, 11], учет этих механизмов при исследовании дифракционных процессов как в одноосном кристалле LiNbO_3 [4, 23], так и в кубических кристаллах [5, 11] приводит к качественному изменению в характере зависимости дифракционной эффективности от ориентации вектора голографической решетки. Впервые одновременный учет пьезоэффекта и оптической активности проведен в работе [16] при решении задачи о дифракции света на голографических решетках в кубических кристаллах среза (110), а экспериментальная проверка теоретической модели проведена в работах [16, 26–29].

В соответствии с [16, 27] рассмотрим ниже фазовую голографическую решетку, записанную в кубическом гиротропном кристалле в пропускающей геометрии и ориентированную в соответствии с рис. 2.7 таким образом, что вектор решетки параллелен плоскости (110). Тройка единичных векторов ($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$) образует рабочую систему координат, связанную с нормалью к срезу кристалла и направлением вектора \mathbf{k}_p , лежащего в плоскости среза.

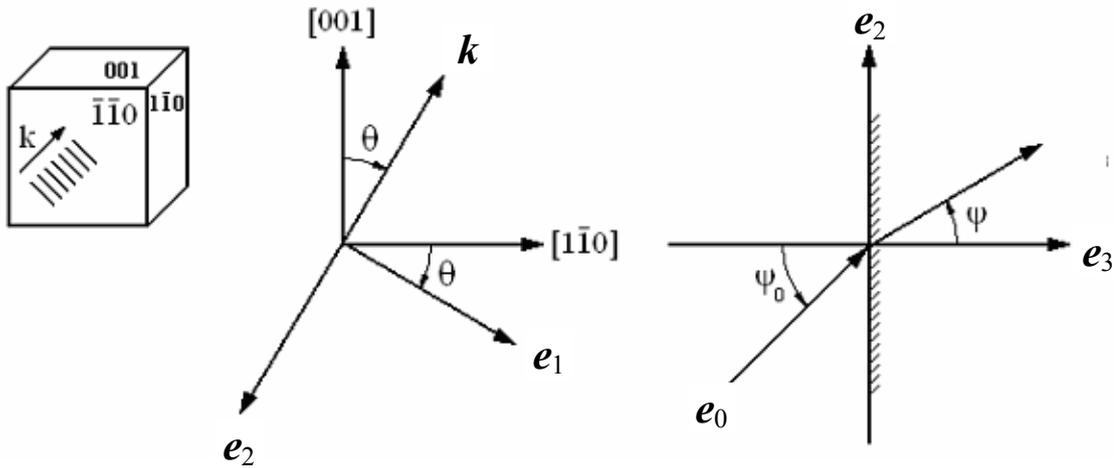


Рис. 2.7. Геометрия ориентации и считывания голографической решетки

При теоретическом анализе дифракции света на голографических решетках в фоторефрактивных кристаллах использовался ряд приближений [91, 92]. Предполагалось, что падающие на кристалл световые волны являются монохроматическими и линейно поляризованными. При выводе уравнений связанных волн из волнового уравнения для гиротропных сред предполагалось, что огибающие вектора напряженности электрического поля световых волн медленно изменяются по толщине кристалла (приближение медленно меняющихся амплитуд). Считалось, что еще до падения световых волн на кристалл в нем уже записана голографическая решетка, которая далее не «возмущается» дифракционными процессами. Также предполагалось, что торцы кристалла просветлены, вследствие чего влиянием отраженных от граней кристалла волн также пренебрегаем.

Будем предполагать, что распространяющиеся в кристалле световые волны поперечны:

$$\begin{aligned} \mathbf{R} &= R_{\perp} \mathbf{e}_1 + R_{\parallel} \mathbf{e}_R, \\ \mathbf{S} &= S_{\perp} \mathbf{e}_1 + S_{\parallel} \mathbf{e}_S, \end{aligned} \quad (2.41)$$

где R_{\perp} , R_{\parallel} , S_{\perp} , S_{\parallel} — составляющие векторных амплитуд распространяющихся внутри кристалла опорной \mathbf{R} и сигнальной \mathbf{S} волн; $\mathbf{e}_R = [e_{0R} \mathbf{e}_1]$, $\mathbf{e}_S = [e_{0S} \mathbf{e}_1]$; e_{0R} и e_{0S} — единичные векторы волновой нормали опорного (R) и сигнального (S) лучей на входной грани кристалла.

Тогда в соответствии с [91, 92] система связанных уравнений в пренебрежении отстройкой от угла Брэгга Ψ принимает вид

$$\begin{aligned} R'_\perp &= \chi_1 S_\perp + \chi_2 S_\parallel + \alpha R_\parallel, \\ R'_\parallel &= \chi_2 S_\perp + \chi_3 S_\parallel - \alpha R_\perp, \\ S'_\perp &= -\chi_1 R_\perp - \chi_2 R_\parallel + \alpha S_\parallel, \\ S'_\parallel &= -\chi_2 R_\perp - \chi_3 R_\parallel + \alpha S_\perp, \end{aligned} \quad (2.42)$$

где α — удельное вращение кристалла.

Величины χ_1, χ_2, χ_3 в равенствах (2.42) необходимо вычислять с учетом вклада пьезоэлектрического эффекта. При малых брэгговских углах Ψ будем иметь

$$\begin{aligned} \chi_1 = \vec{e}_1 \hat{\chi} \vec{e}_1 = -\chi_0 &\left[\left(\frac{\Delta B_{11} + \Delta B_{22}}{2} - \Delta B_{12} \right) \cos^2 \theta + \right. \\ &\left. + \Delta B_{33} \sin^2 \theta + \frac{\Delta B_{23} - \Delta B_{13}}{\sqrt{2}} \sin 2\theta \right], \end{aligned} \quad (2.43)$$

$$\begin{aligned} \chi_2 = \vec{e}_1 \hat{\chi} \vec{e}_S = \vec{e}_1 \hat{\chi} \vec{e}_R = -\chi_0 &\left[\left(\Delta B_{12} + \Delta B_{33} - \frac{\Delta B_{11} + \Delta B_{22}}{2} \right) \times \right. \\ &\left. \times \frac{\sin 2\theta}{2} + \frac{\Delta B_{23} - \Delta B_{13}}{\sqrt{2}} \cos 2\theta \right], \end{aligned} \quad (2.44)$$

$$\begin{aligned} \chi_3 = \vec{e}_R \hat{\chi} \vec{e}_S = \vec{e}_S \hat{\chi} \vec{e}_R = -\chi_0 &\left[\left(\frac{\Delta B_{11} + \Delta B_{22}}{2} - \Delta B_{12} \right) \sin^2 \theta + \right. \\ &\left. + \Delta B_{33} \cos^2 \theta + \frac{\Delta B_{13} - \Delta B_{23}}{\sqrt{2}} \sin 2\theta \right], \end{aligned} \quad (2.45)$$

где $\chi_0 = \pi \varepsilon \sqrt{\varepsilon} / 2\lambda$, ε — невозмущенная диэлектрическая проницаемость; λ — длина волны считывающего света в вакууме, ΔB_{mn} — изменение компонент тензора диэлектрической проницаемости под действием электрооптического и пьезоэлектрического эффектов. Отсчет угла θ показан на рис. 2.7.

Нетрудно показать, что при решении уравнений (2.42) формально справедливы результаты работы [91], в частности выражения дифракционной эффективности голограммы и азимута

дифрагированного света. В случае линейной поляризации считывающего света дифракционная эффективность голограммы $\eta_{\text{лин}}$ определяется выражением [91]

$$\eta_{\text{лин}} = \left[A^2 + (D - B)^2 \right] \sin^2 \Psi_0 + \left[C^2 + (D + B)^2 \right] \cos^2 \Psi_0 - \left[A(D + B) + C(D - B) \right] \sin 2\Psi_0, \quad (2.46)$$

где

$$A = \frac{(\chi_1 \lambda_1 - \chi_3 \lambda_2) \sin \lambda_1 d + (\chi_3 \lambda_1 - \chi_1 \lambda_2) \sin \lambda_2 d}{\lambda_2^2 - \lambda_1^2},$$

$$B = \frac{\alpha}{\lambda_2 - \lambda_1} (\cos \lambda_2 d - \cos \lambda_1 d);$$

$$C = \frac{(\chi_1 \lambda_1 - \chi_3 \lambda_2) \sin \lambda_2 d + (\chi_3 \lambda_1 - \chi_1 \lambda_2) \sin \lambda_1 d}{\lambda_2^2 - \lambda_1^2},$$

$$D = \frac{\chi_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (\sin \lambda_1 d - \sin \lambda_2 d);$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{\chi_1 + \chi_3}{2} \mp \sqrt{\left(\frac{\chi_1 - \chi_3}{2} \right)^2 + \chi_2^2 + \alpha^2}.$$

Здесь d — толщина кристалла; Ψ_0 — азимут считывающего света, падающего на голографическую решетку под углом Брэгга Ψ . Азимут Ψ_0 отсчитывается по часовой стрелке (если смотреть в направлении светового луча) от вектора $[\mathbf{e}_0 \mathbf{e}_1]$, где \mathbf{e}_0 — единичный вектор волновой нормали падающего света.

При линейной поляризации считывающего света поляризация волн, прошедших через кристалл, также линейна, и азимут дифрагированного света Ψ_c определяется уравнением [91]

$$\text{tg } \Psi_c = \frac{A \sin \Psi_0 - (D + B) \cos \Psi_0}{C \cos \Psi_0 - (D - B) \sin \Psi_0}. \quad (2.47)$$

В случае круговой поляризации считывающего света дифракционная эффективность голограммы $\eta_{\text{кр}}$ определяется выражением [91, 27]

$$\eta_{\text{кр}} = \frac{A^2 + C^2}{2} + D^2 + B^2. \quad (2.48)$$

Если считывание голограммы выполняется светом с круговой поляризацией, то опорная и дифрагированная волны после прохождения через кристалл в основном поляризованы эллиптически. Азимут Ψ_c и коэффициент эллиптичности τ дифрагированного света могут быть определены из следующих выражений [27]:

$$\operatorname{tg} \Psi_c = \frac{2[A(D-B) + C(D+B)]}{A^2 - C^2 + 4DB}, \quad (2.49)$$

$$\tau^2 = \frac{X-Z}{X+Z}, \quad (2.50)$$

где

$$X = A^2 + C^2 + 2(B^2 + D^2); \quad Z = \sqrt{X^2 - Y^2}; \quad Y = 2[AC + (B^2 - D^2)].$$

Как в случае линейной, так и в случае круговой поляризации дифракционная эффективность η зависит от ориентации вектора голографической решетки относительно кристаллографических осей образца. Кроме того, на $\eta_{\text{лин}}$ влияет азимут Ψ_0 линейно поляризованного считывающего света.

Формулы (2.42)–(2.50) позволяют изучить влияние пьезоэлектрического эффекта и оптической активности на энергетические и поляризационные характеристики записываемых голограмм.

2.7. Экспериментальные исследования энергетических и поляризационных свойств пропускающих голограмм в кристалле силиката висмута

Эксперименты по записи и считыванию голографических решеток в кубическом фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и сравнение некоторых теоретических зависимостей, рассчитанных на основе формул (2.42)–(2.50), с экспериментальными были проведены в работах [16, 26–29]. В экспериментах в качестве образца использовалась пластина, вырезанная из монокристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, размер которой в направлении [110] составлял

3,45 мм. Измеренное на экспериментальном образце удельное вращение кристалла составляло $\alpha = 0,405$ рад/мм, диэлектрическая проницаемость бралась равной $\varepsilon = 2,45$.

Во всех вычислениях использовались следующие значения фотоупругих констант [93]: $p_{11} = -0,16$, $p_{12} = -0,13$, $p_{13} = -0,12$, $p_{44} = -0,015$; электрооптический коэффициент [9, 11] $r_{41} = -5,0 \cdot 10^{-12}$ м/В; модули упругости $C_{11} = 12,96 \cdot 10^{10}$ Н/м²; $C_{12} = 2,99 \cdot 10^{10}$ Н/м²; $C_{44} = 2,45 \cdot 10^{10}$ Н/м² и пьезоэлектрический коэффициент [94] $e_{14} = 1,12$ Кл/м². Амплитуда напряженности внутреннего диффузионного электрического поля оценивалась как $E_0 = 0,5$ кВ/см.

В экспериментах [16, 27–29] голографическая решетка формировалась линейно поляризованным излучением He-Cd-лазера с длиной волны $\lambda = 440$ нм двумя световыми пучками, пересекающимися под углом $\sim 10^\circ$ в кристалле. Считывание наведенной решетки осуществлялось светом He-Ne-лазера с длиной волны $\lambda = 633$ нм, который направлялся на голографическую решетку под углом Брэгга. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.8.

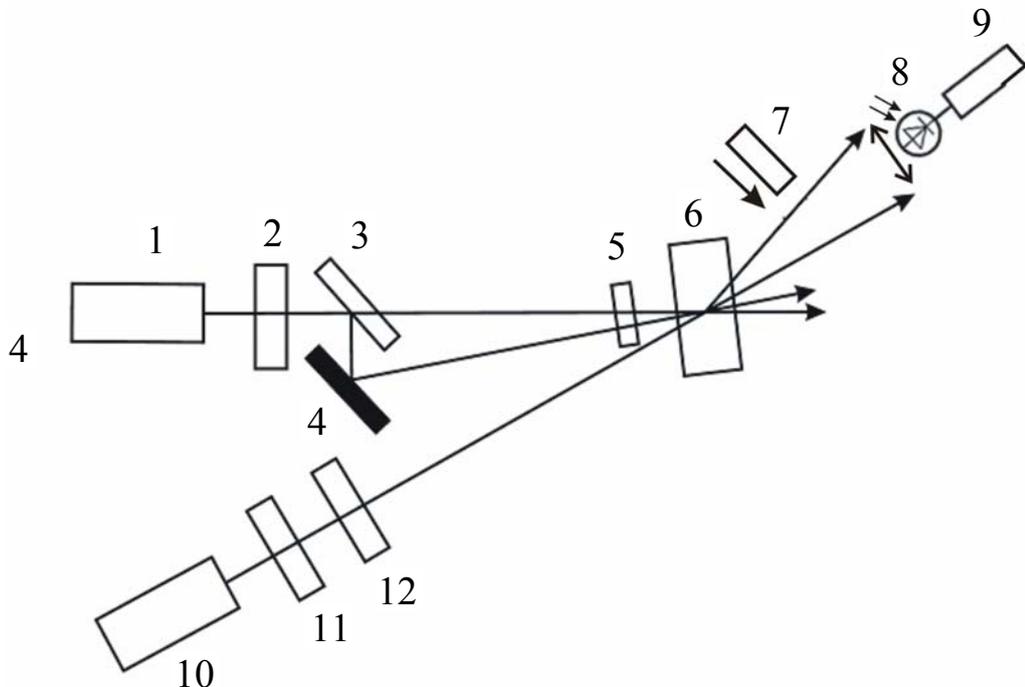


Рис. 2.8. Схема экспериментальной установки:

- 1 — He-Cd-лазер; 2, 11 — фазовая пластинка; 3, 4 — зеркала;
- 5, 7, 12 — поляризатор; 6 — исследуемый кристалл; 8 — фотодиод;
- 9 — цифровой микроамперметр; 10 — He-Ne-лазер

Линейная поляризация He-Cd- и He-Ne-лазеров преобразовывалась сначала в круговую с помощью фазовых пластинок. Затем с помощью поляридов устанавливалась необходимая плоскость поляризации. Фотодиод, установленный на передвижном столике, фиксировал поочередно интенсивность прошедшего образец основного пучка He-Ne-лазера и интенсивность дифрагированного на записанной решетке света. Изменение ориентации вектора решетки \mathbf{k}_p относительно кристаллографических осей образца (угла θ) осуществлялось вращением образца вокруг оси [110] кристалла. Ориентация вектора поляризации записывающих световых пучков и считывающего света в плоскости сведения записывающих лучей соответствовала азимуту $\Psi_0 = 0$. Точность ориентации вектора решетки \mathbf{k}_p по углу θ составляла $\pm 1^\circ$. Установка вектора поляризации считывающей волны осуществлялась с погрешностью не более $\pm 1^\circ$.

Результаты измерения ориентационной зависимости дифракционной эффективности $\eta(\theta)$ приведены на рис. 2.9.

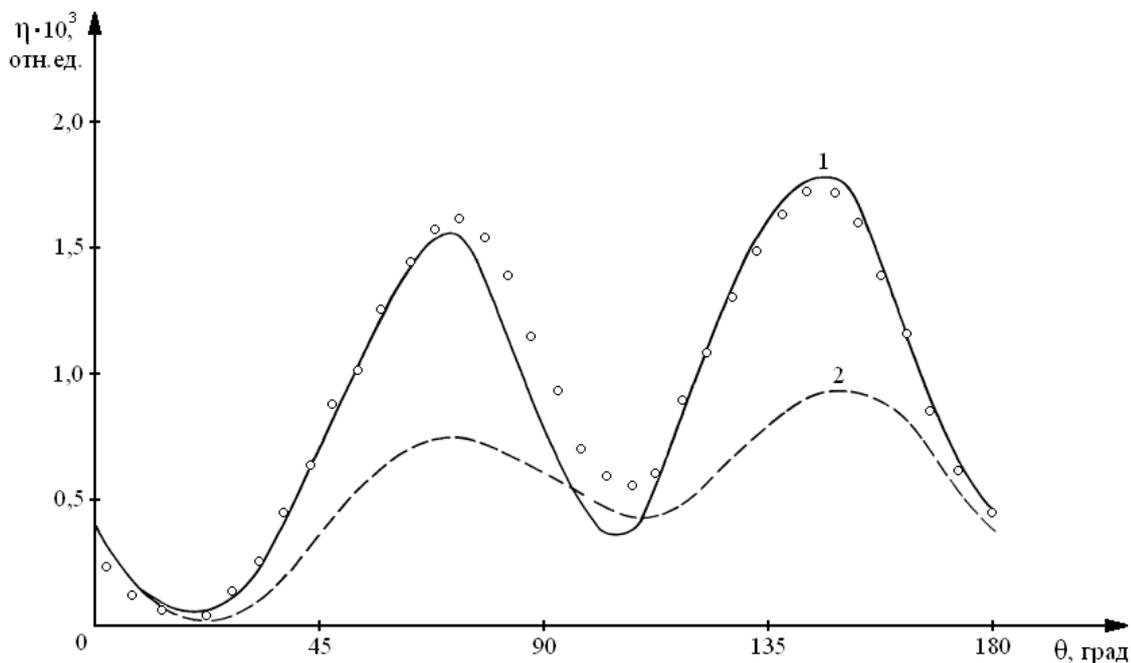


Рис. 2.9. Сравнение экспериментальной зависимости дифракционной эффективности η с теоретической при считывании голограммы линейно поляризованным светом ($\Psi_0 = 0$): 1 — теоретическая кривая с учетом пьезоэлектрического эффекта и гиротропии; 2 — теоретическая

кривая в пренебрежении пьезоэлектрическим эффектом;
кружки — экспериментальная зависимость

Здесь же приведены теоретические зависимости, полученные с учетом гиротропных свойств кристалла, а также полученные как с учетом пьезоэффекта (сплошная кривая 1), так и в пренебрежении пьезоэлектрическим эффектом (пунктирная кривая 2). Теоретическая кривая 1, учитывающая пьезоэлектрический эффект и оптическую активность, согласуется с экспериментальными значениями лучше, чем кривая 2, учитывающая оптическую активность, но пренебрегающая пьезоэлектрическим эффектом.

Из графиков на рис. 2.9 следует, что в случае $\Psi_0=0$ влияние пьезоэлектрического эффекта не проявляется при векторе решетки $\mathbf{k}_p \parallel [001]$ ($\theta = 0^\circ$). При $\mathbf{k}_p \parallel [110]$ ($\theta = 90^\circ$) дифракционная эффективность голограммы за счет пьезоэффекта изменяется незначительно. При $\Psi_0 = 0$ оптимальные условия считывания голограммы выполняются при ориентации вектора голографической решетки \mathbf{k}_p под углом $\theta \approx 70^\circ$ и 145° к направлению $[001]$, причем дифракционная эффективность при этих углах θ более чем в два раза превышает соответствующие значения при традиционных ориентациях вектора голографической решетки ($\mathbf{k}_p \parallel [110]$, $\mathbf{k}_p \parallel [001]$).

На рис. 2.10 приведены типичные экспериментально измеренные зависимости относительной дифракционной эффективности $\eta_{\text{отн}}(\Psi_0) = \frac{\eta(\Psi_0)}{\eta_{\text{max}}(\Psi_0)}$ от азимута линейно поляризованного считывающего света при двух значениях угла θ : $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 70^\circ$. Здесь же сплошными кривыми приведены расчетные зависимости, построенные с учетом пьезоэффекта и гиротропии, хорошо согласующиеся с результатами эксперимента.

Зависимости дифракционной эффективности $\eta_{\text{отн}}(\Psi_0)$ позволяют найти максимальное значение дифракционной эффективности, достигаемое при заданном угле θ путем оптимизации азимута считывающего светового луча.

Экспериментальные результаты измерения максимального значения дифракционной эффективности η_{max} от угла θ приведены кружками на рис. 2.11. На этом же рисунке точками пока-

заны измеренные оптимальные значения азимута Ψ_0 считывающего света.

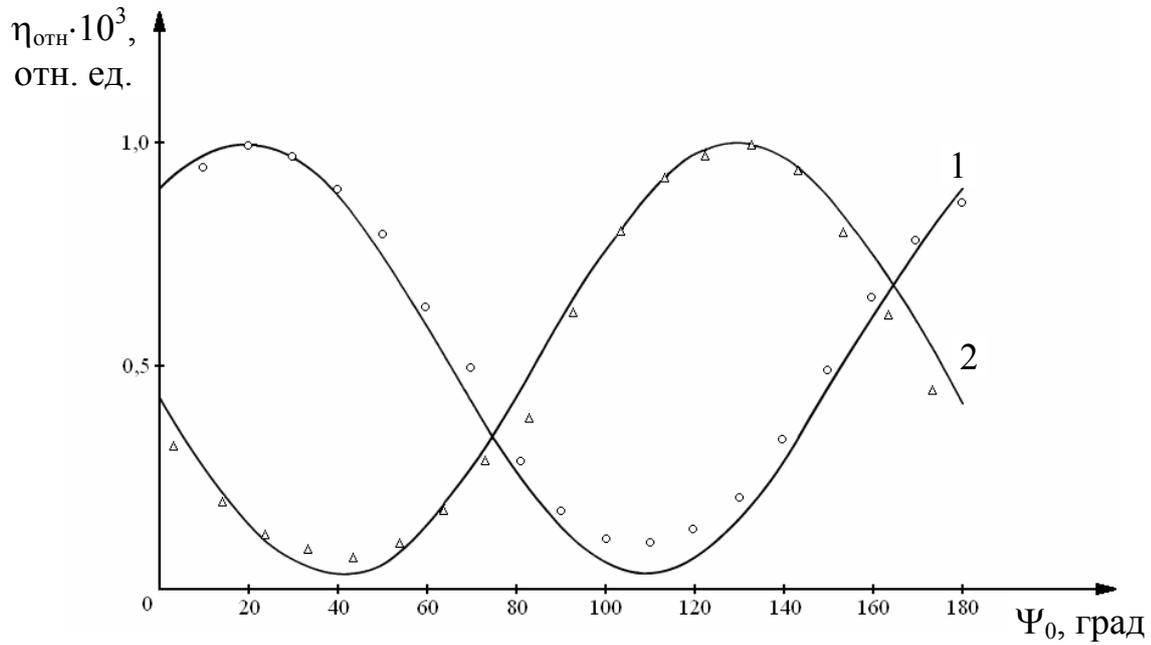


Рис. 2.10. Сравнение экспериментальной зависимости дифракционной эффективности $\eta_{\text{отн}}(\Psi_0)$ с теоретической при считывании голограммы линейно поляризованным светом: 1 — $\theta = 0^\circ$; 2 — $\theta = 70^\circ$; о, Δ — экспериментальные точки

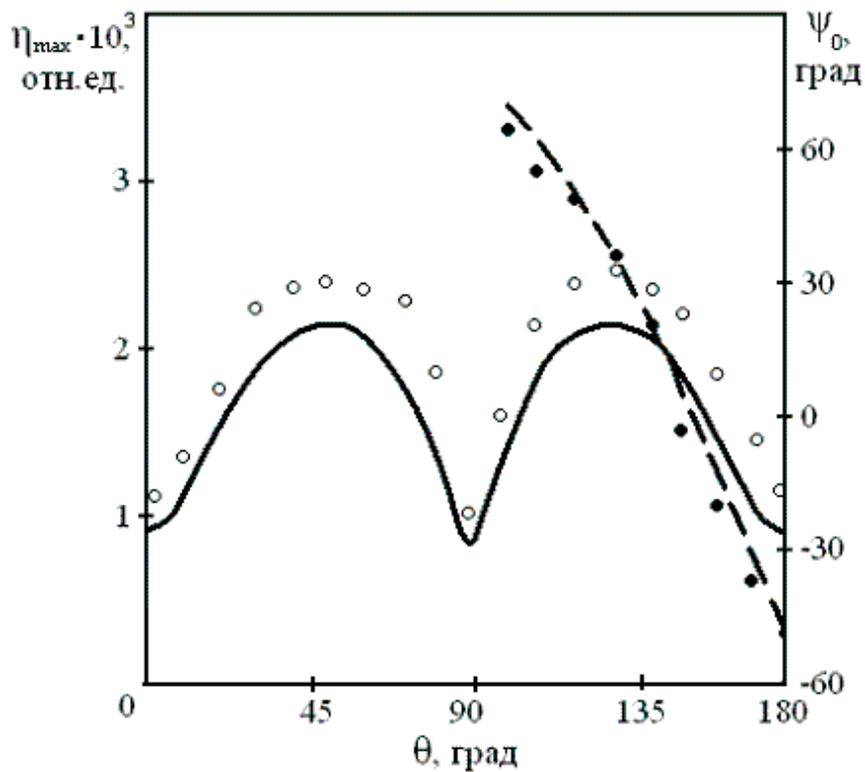


Рис. 2.11. Зависимость максимальных значений дифракционной эффективности η_{\max} , достигаемых при изменении азимута Ψ_0 , от угла θ

Сплошной и пунктирной линиями на рис. 2.11 показаны расчетные зависимости, полученные с учетом пьезоэффекта и гиротропии по формулам (2.43)–(2.46).

Как видно из графиков на рис. 2.11, в расчетах и в эксперименте наибольшие значения дифракционной эффективности достигаются при углах $\theta \approx 50^\circ$ и $\theta \approx 130^\circ$. Именно при таких ориентациях вектора решетки в плоскости (110) исследуемого кристалла голограмма работает в оптимальном режиме.

Некоторые количественные различия теоретических и экспериментальных данных, приведенных на рис. 2.9 – рис. 2.11, могут быть обусловлены отличием амплитуды диффузионного электрического поля E_0 , принятого в расчетах, от реального, наводимого в кристалле при записи голограммы. Другие возможные причины расхождения между теорией и экспериментом могут быть обусловлены отличием используемых в расчетах материальных констант силиката висмута от реальных для данного образца, его неточной ориентацией, влиянием световых шумов и другими погрешностями эксперимента. Еще одной причиной различия теории и эксперимента может быть пренебрежение в теоретической модели поглощением света в кристалле.

Следует отметить, что, используя выражения (2.43)–(2.46), можно оптимизировать ориентацию дифракционной решетки в голографических устройствах на основе кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при различной толщине используемого кристалла.

При разработке реальных устройств динамической голографии важным параметром является поляризация дифрагированного света. В случае линейной поляризации считывающего света с азимутом Ψ_0 поляризация волн, прошедших через кристалл, также линейна, а азимут дифрагированного света Ψ_c может быть рассчитан с помощью уравнения (2.47). При считывании голограмм светом с круговой поляризацией опорная и объектные волны после прохождения через кристалл будут, в основном, поляризованы эллиптически. Азимут и коэффициент эллиптичности дифрагированного света могут быть вычислены по формулам (2.49) и (2.50).

Рассчитанные по формуле (2.47) и экспериментальные зависимости азимута дифрагированного света от азимута линейно поляризованного считывающего света $\Psi_S(\Psi_0)$ при $\theta = 0^\circ$ (сплошная кривая 1), 70° (сплошная кривая 3) и 90° (сплошная кривая 4) приведены на рис. 2.12. Здесь же для сравнения приведена поляризационная зависимость $\Psi_S(\Psi_0)$ для угла $\theta = 70^\circ$, построенная без учета пьезоэффекта (сплошная кривая 2). Анализ полученных результатов показывает, что поляризационная зависимость $\Psi_S(\Psi_0)$ «нечувствительна» к пьезоэффекту при $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$, причем при $\theta = 90^\circ$ имеет вид прямой, проходящей через точки $(0, 90^\circ)$, и совпадает с результатами измерений, приведенных в [95]. Распределение экспериментально измеренных значений азимута дифрагированного света при $\theta = 70^\circ$ свидетельствует о необходимости учета пьезоэффекта при расчете поляризационных свойств голограмм.

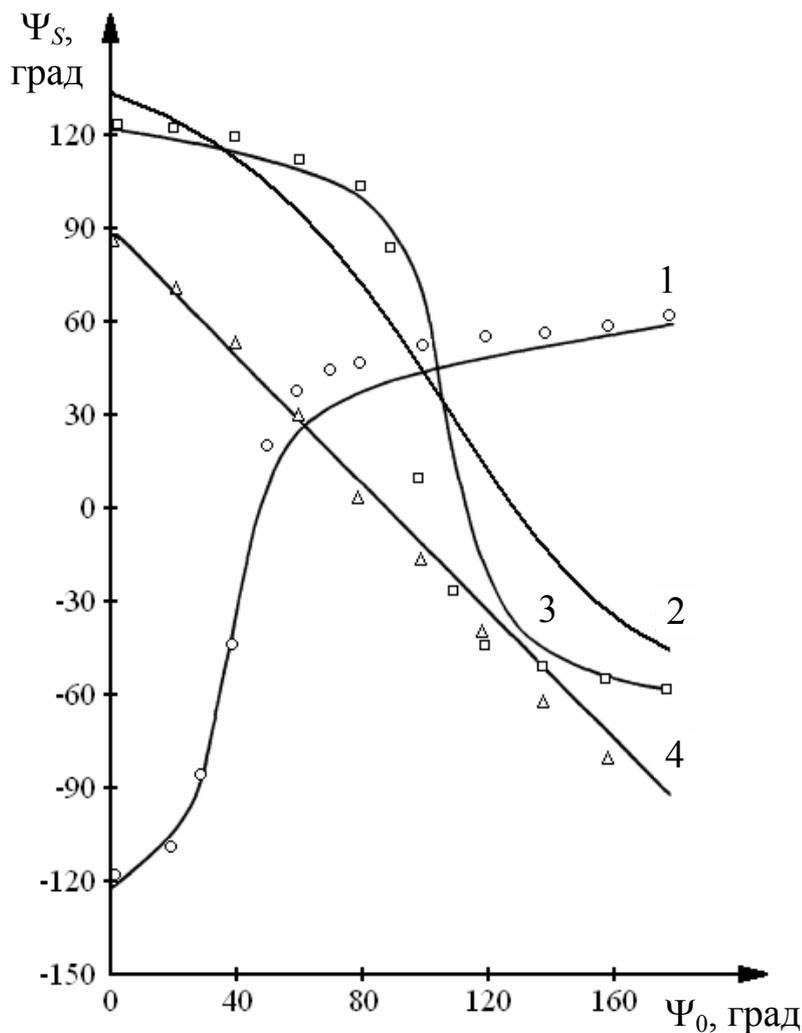


Рис. 2.12. Зависимость азимута Ψ_c дифрагированного света от азимута Ψ_0 считывающей линейно поляризованной световой волны для различных значений угла θ : 1 — $\theta = 0^\circ$; 2,3 — $\theta = 70^\circ$; 4 — $\theta = 90^\circ$; экспериментальные точки \circ — $\theta = 0^\circ$; \square — $\theta = 70^\circ$; Δ — $\theta = 90^\circ$

На рис. 2.13 и рис. 2.14 представлены расчетные зависимости дифракционной эффективности $\eta(\theta)$ и эллиптичности $\tau(\theta)$ без учета оптической активности (кривые 1, 2), без учета пьезоэффекта (кривые 1, 3) и при учете пьезоэффекта и оптической активности (кривая 4). Все расчетные кривые $\eta(\theta)$ на рис. 2.13 симметричны относительно точки $\theta = 90^\circ$. Кривая 4, учитывающая пьезоэффект и оптическую активность, имеет два выраженных горба. Если для кривых 1, 2 и 3 максимальное значение дифракционной эффективности $\eta_{кр}$ достигается при $\theta = 90^\circ$, то для кривой 4 максимальное значение $\eta_{кр}$ достигается при $\theta \approx 50^\circ$ и $\theta \approx 130^\circ$.

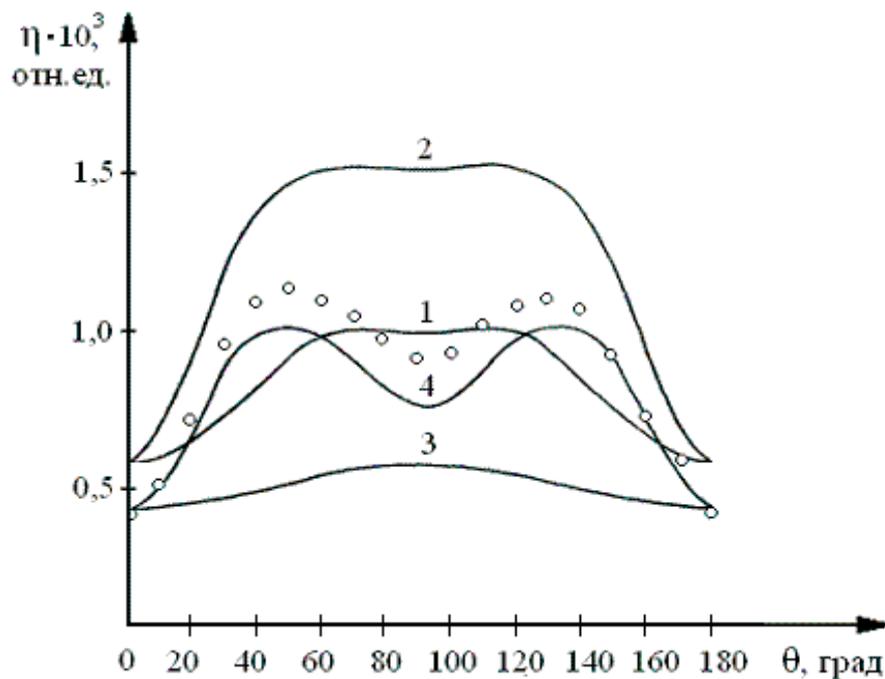


Рис. 2.13. Зависимость дифракционной эффективности η голограммы при считывании светом с круговой поляризацией от угла θ : 1, 2 — без учета оптической активности; 1,3 — без учета пьезоэффекта; 4 — при учете пьезоэффекта и оптической активности; \circ — экспериментальные результаты

Эллиптичность дифрагированного света при учете пьезоэффекта и оптической активности (рис. 2.14, кривая 4) уменьшается во всем диапазоне значений θ , исключая $\theta = 0^\circ$, 90° и 180° .

Экспериментальные зависимости дифракционной эффективности $\eta(\theta)$ и эллиптичности $\tau(\theta)$ изображены кружками и приведены на рис. 2.13 и рис. 2.14 соответственно.

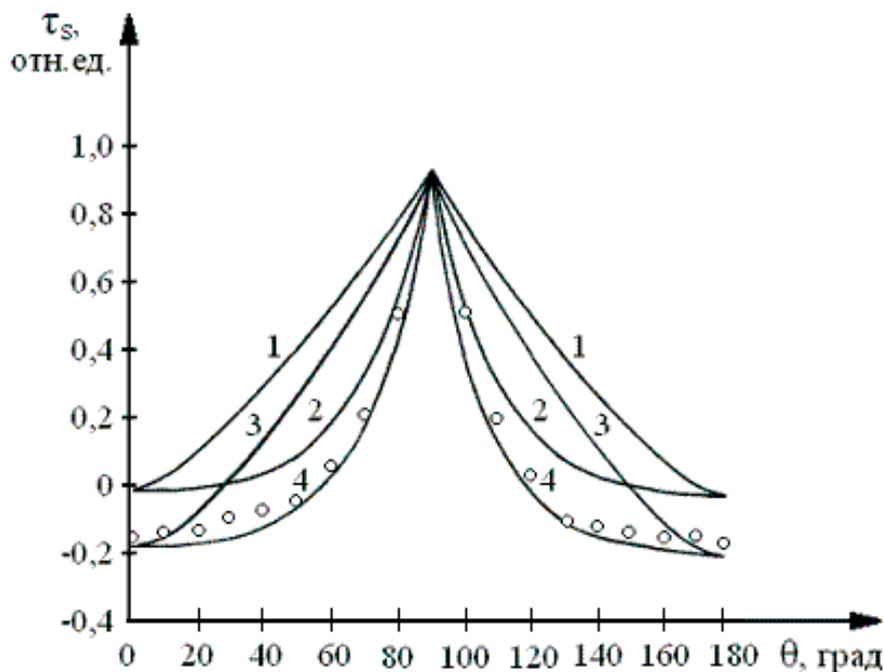


Рис. 2.14. Зависимость эллиптичности τ дифрагированного света при считывании голограммы светом с круговой поляризацией от угла θ : 1, 2 — без учета оптической активности; 1,3 — без учета пьезоэффекта; 4 — при учете пьезоэффекта и оптической активности; \circ — экспериментальные результаты

Измеренные экспериментально значения дифракционной эффективности (см. рис. 2.13) качественно и количественно повторяют характер изменений кривой 4, учитывающей пьезоэффект и гиротропию. Экспериментальный набор значений эллиптичности (см. рис. 2.14) в зависимости от угла θ также лучше всего соответствует кривой 4. Круговая поляризация дифрагированного света достигается лишь при $\theta = 90^\circ$. Линейная поляризация дифрагированного света возможна, но достигается при определенных значениях угла θ . С учетом пьезоэффекта и оптической активности дифрагированный свет линейно поляризован при углах $\theta \approx 55^\circ$ и $\theta \approx 125^\circ$.

Учитывая некоторые недостатки модели, обсужденные выше, и различия используемых в расчете и реальных параметров кристалла, можно считать, что соответствие теории и эксперимента является удовлетворительным.

Литература к главе

1. Абрамов Н.А. Локальная фотодеформация и фоторефракция в кристаллах ниобата лития / Н.А. Абрамов, В.В. Воронов // Физика твердого тела. – 1979. – Т. 21, вып. 4. – С. 1234–1236.

2. Блинецов А.В. Фотоиндуцированная пьезоэлектрическая фазовая модуляция света кристаллами / А.В. Блинецов, М.П. Петров, А.В. Хоменко // Письма в ЖТФ. – 1984. – Т. 10, вып. 6. – С. 1094–1098.

3. Изванов А.А. Влияние анизотропии физических свойств фоторефрактивных кристаллов на процессы записи и восстановления голограмм / А.А. Изванов, Н.Д. Хатьков, С.М. Шандаров // Тез. докл. V Всесоюз. школы по оптической обработке информации. – Киев. – 1984. – С. 53–54.

4. Влияние пьезоэффекта на процессы записи и восстановления голограмм в фоторефрактивных кристаллах / А.А. Изванов, А.Е. Мандель, Н.Д. Хатьков, С.М. Шандаров // Автометрия. – 1982. – № 2. – С. 79–84.

5. Шандаров С.М. Изменение тензора диэлектрической проницаемости в кубических фоторефрактивных пьезоэлектрических кристаллах под действием электрического поля голографической решетки / С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич, Н.Д. Хатьков // Опт. и спектр. – 1991. – Т. 70, № 5. – С. 1044–1048.

6. Shandarov S.M. Influence of piezoelectric effect on photorefractive gratings in electro-optic crystals / S.M. Shandarov // Appl. Physics A. – 1992. – V. 55. – P. 91–96.

7. Effect of elasto-optic contribution on self-bending of speckled light beam in BaTiO₃ / S.M. Shandarov, N.I. Burimov, O.A. Kashin, V.V. Datsyuk // Ukr. J. Phys. – 2004. – V. 49, № 4. – P. 322–326.

8. Векторное двухволновое взаимодействие на отражательных голографических решетках в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах / А.М. Плесовских, С.М. Шандаров, А.Г. Мартьянов, А.Е. Мандель, Н.И. Буримов, Е.А. Шаганова, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков, А.В. Егорышева // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35, № 2. – С. 163–168.

9. Петров М.П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. – СПб. : Наука, 1992. – 320 с.

10. Solymar L. The physics and applications of photorefractive materials / L. Solymar, D.J. Webb, A. Grunnet-Jepsen. – Oxford : Clarendon Press, 1996. – 495 p.

11. Степанов С.И. Фотоупругий вклад в фоторефрактивный эффект в кубических кристаллах / С.И. Степанов, С.М. Шандаров, Н.Д. Хатьков // ФТТ. – 1987. – Т. 24. – № 10. – С. 3054–3058.

12. Деев В.Н. Фотоакустический эффект с памятью / В.Н. Деев, П.А. Пятаков // Письма в ЖТФ. – 1985. – Т. 11, № 5. – С. 76–80.

13. Зеленская Т.Е. Фотогенерация акустических волн на голографической решетке в фоторефрактивных кристаллах / Т.Е. Зеленская, С.М. Шандаров // ДАН СССР. – 1986. – Т. 289, № 3. – С. 600–603.

14. Деев В.Н. Фотоакустический эффект в фотопроводящих пьезоэлектриках / В.Н. Деев, П.А. Пятаков // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 10. – С. 1909–1915.

15. Litvinov R. Influence of piezoelectric and photoelastic effects on pulse hologram recording in photorefractive crystals / R. Litvinov, S. Shandarov // J. Opt. Soc. Am. B. – 1994. – V. 11, № 7. – P. 1204–1210.

16. Мандель А.Е. Влияние пьезоэлектрического эффекта и гиротропии на считывание голограмм в фоторефрактивных кристаллах / А.Е. Мандель, С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич // Письма в ЖТФ. – 1988. – Т. 14, вып. 23. – С. 2147–2150.

17. Влияние фотоупругости на самодифракцию света в электрооптических кристаллах / В.И. Волков, Ю.Ф. Каргин, Н.В. Кухтарев, А.В. Привалко, Т.И. Семенец, С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич // Квантовая электроника. – 1991. – Т. 18, № 10. – С. 1257–1240.

18. Optimum orientation of volume phase gratings in sillenite crystals: is it always [111]? / E. Shamonina, V.P. Kamenov,

К.Н. Ringhofer, G. Cedelink, A. Kiessling, R. Kowarschik // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1998. – V. 15, № 10. – P. 2552–2559.

19. Литвинов Р.В. Двухволновое взаимодействие на фоторефрактивной решетке в кубических гиротропных кристаллах при сильной связи / Р.В. Литвинов, С.М. Шандаров, С.Г. Чистяков // *ФТТ.* – 2000. – Т. 42, вып. 8. – С. 1397–1403.

20. Diffractive properties of volume phase gratings in photorefractive sillenite crystals of arbitrary cut under the influence of an external electric field / N.C. Deliolanis, I.M. Kourmoulis, A.G. Apostolidis, E.D. Vanidhis, D.G. Papazoglou // *Phys. Rev. E.* – V. 68. – P. 056602-1–056602-17.

21. Влияние оптической активности на самоискривление светового пучка в кубических фоторефрактивных кристаллах во внешнем знакопеременном электрическом поле / О.А. Кашин, С.М. Шандаров, М.Н. Фролова, В.В. Шепелевич, А.А. Голуб, Р. Коваршик, А. Кислинг, В. Матусевич // *Изв. вузов. Физика.* – 2004. – № 7. – С. 26–32.

22. Самовоздействие световых пучков в кристаллах силленитов среза (112) / О.А. Кашин, С.М. Шандаров, С.Н. Курилкина, П.И. Ропот, А.Л. Толстик // *Известия РАН. Сер. физическая.* – 2006. – Т. 70, № 12. – С. 1748–1751.

23. Mandel A.E. Light diffraction in holographic arrays – different mechanisms of photorefractive effect in ferroelectrics / A.E. Mandel, N.D. Khatkov, S.M. Shandarov // *Ferroelectrics.* – 1988. – V. 83. – P. 215–220.

24. Gunter P. Clamped-unclamped electro-optic coefficient dilemma in photorefractive phenomena / P. Gunter, M. Zgonik // *Opt. Lett.* – 1991. – V. 16. – P. 1826–1828.

25. Влияние пьезоэлектрического эффекта на время максвелловской релаксации голографических решеток в фоторефрактивных кубических кристаллах / С.Ф. Ничипорко, В.В. Шепелевич, Н.Н. Егоров, С.М. Шандаров // *Изв. вузов. Физика.* – 2001. – № 10. – С. 33–37.

26. Мандель А.Е. Влияние пьезоэлектрического эффекта и гиротропии на дифракцию света в фоторефрактивных кристаллах / А.Е. Мандель, С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич // *Оптика и спектроскопия.* – 1989. – Т. 67, вып. 4. – С. 819–822.

27. Shepelevich V.V. Light diffraction by holographic gratings in optically active photorefractive piezocrystals / V.V. Shepelevich,

S.M. Shandarov, A.E. Mandel // *Ferroelectrics*. – 1990. – V. 110. – P. 235–249.

28. Мандель А.Е. Влияние пьезоэлектрического эффекта и оптической активности на энергетические и поляризационные свойства голограмм в кубических фоторефрактивных кристаллах / А.Е. Мандель, С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич // *Письма в ЖТФ*. – 1991. – Т. 17, № 22. – С. 36–40.

29. Optimization of simultaneous diffraction of two light waves in BSO by means of variation of these waves polarization / N. Egorov, A.E. Mandel, S.M. Shandarov, V.V. Shepelevich // *Proc. SPIE*. – 1992. – V. 1807. – P. 94–104.

30. Kukhtarev N.V. The influence of photoelasticity on the self-diffraction of light in cubic photorefractive crystals / N.V. Kukhtarev, T.I. Semenec, P. Hribek // *Ferroelect. Lett. Sect.* – 1991. – V. 71. – P. 29–35.

31. Pauliat G. Influence of piezoelectricity on the photorefractive effect / G. Pauliat, P. Mathey, G. Roosen // *J. Opt. Soc. Am. B*. – 1991. – V. 8. – P. 1942–1946.

32. Anastassakis E. Photorefractive effects in cubic crystals: explicit treatment of the piezoelectric contribution / E. Anastassakis // *IEEE J Quantum Electron*. – 1993. – V. 29. – P. 2239–2234.

33. Shepelevich V.V. Orientation and polarization effects of two-beam coupling in a cubic optically active photorefractive piezoelectric BSO crystal / V.V. Shepelevich, N.N. Egorov, V. Shepelevich // *J. Opt. Soc. Am. B*. – 1994. – V. 11. – P. 1394–1402.

34. Ellin H.C. Light scattering in bismuth silicate: matching of experimental results / H.C. Ellin, L. Solymar // *Opt. Commun.* – 1996. – V. 130. – P. 85–88.

35. Contribution of nonlinear absorption and elasto-optic effect on photorefractive grating recording in GaAs / K. Shcherbin, S. Odoulov, R. Litvinov, E. Shandarov, S. Shandarov // *J. Opt. Soc. Am. B*. – 1996. – V. 13, № 10. – P. 2268–2277.

36. Photorefractive properties of doped sillenite crystals / S. Shandarov, A. Emelyanov, O. Kobozev, A. Reshet'ko, V. Volkov, Yu Kargin // *Nonlinear Optics of Low-Dimensional Structures and New Materials* ; Vladimir I. Emel'yanov and Vladislav Y. Panchenko, Editors. – *Proc. SPIE*. – 1996. – V. 2801. – P. 221–230.

37. Dielectric, elastic, piezoelectric, electro-optic, and elasto-optic tensors of BaTiO₃ crystals / M. Zgonik, P. Bernasconi, M. Du-

elli, M. Schlessler, P. Günter, M.H. Garret, D. Rytz, Y. Zhu, X. Wu // Phys. Rev. B. – 1994. – V. 50, № 9. – P. 5941–5949.

38. Zgonik M. Electro-optic and dielectric properties of photorefractive BaTiO₃ and KNbO₃ / M. Zgonik, K. Nakagava, P. Günter // J. Opt. Soc. Am. B. – 1995. – V. 12, № 8. – P. 1416–1421.

39. Two-beam coupling in sillenite crystals / S.M. Shandarov, A. Reshet'ko, A. Emelyanov, O. Kobozev, M. Krause, Yu. F. Kargin, V.V. Volkov // Second International Conference on Optical Information Processing ; Zhores I. Alferov, Yuri V. Gulyaev, and Dennis R. Pape, Editors. – Proc. SPIE. – 1996. – V. 2969. – P. 202–210.

40. Extremal conditions of diffraction and two-wave mixing in cubic gyrotropic photorefractive piezocrystals / V.V. Shepelevich, N.N. Egorov, P.I. Ropot, P.P. Khomutovsiy // Optical Organic and Semiconductor Inorganic Materials ; E.A. Silush, A. Medvids, A.R. Lulis, and A.O. Ozols, Editors. – Proc. SPIE. – 1997. – V. 2968. – P. 301–306.

41. Eichler H.J. Photorefractive two-wave mixing in semiconductors of the $\bar{4}3m$ space group in general spatial orientation / H.J. Eichler, I. Ding, B. Smandek // Phys. Rev. A. – 1995. – V. 52. – P. 2411–2418.

42. Origin of lobe structure in photorefractive beam fanning / G. Montemezzani, A.A. Zozulya, L. Czaia, D.Z. Anderson, M. Zgonik, P. Günter // Phys. Rev. A. – 1995. – V. 52. – P. 1791–1794.

43. Mathey P. Photorefractive-gain dependence on piezoelectric and photoelastic effects in barium titanate / P. Mathey // Phys. Rev. E. – 1997. – V. 55. – P. 7782–7784.

44. Шепелевич В.В. Одновременная дифракция двух световых волн в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах / В.В. Шепелевич, Н.Н. Егоров // Письма в ЖТФ. – 1991. – Т. 17. – С. 1068–1073.

45. Шепелевич В.В. Дифракция и двухволновое взаимодействие в кубических гиротропных пьезокристаллах произвольного среза. Общие соотношения / В.В. Шепелевич // Опт. и спектр. – 1997. – Т. 83. – С. 172–176.

46. Поляризационные зависимости эффективности двухпучкового взаимодействия в фоторефрактивном кристалле титаната висмута / О.В. Кобозев, С.М. Шандаров, Р.В. Литвинов, А.Ф. Максимов, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков // Неорганические материалы. – 1998. – Т. 34, № 12. – С. 1486–1491.

47. Optimization of two-wave interaction efficiency in cubic photorefractive sillenite-type crystals with optical rotary power and piezoeffect in diffusion regime / V.V. Shepelevich, N.N. Egorov, P.P. Khomutovskiy, G. Von Bally, M. Weber, A.A. Firsov // *Ferroelectrics*. – 1999. – V. 234. – P. 289–309.

48. Gain optimization with respect to the thickness of a sillenite crystal / V.V. Shepelevich, Y. Hu, A. Firsov, E. Shamonina, K.H. Ringhofer // *Appl. Phys. B*. – 1999. – V. 68. – P. 923–929.

49. Шепелевич В.В. Влияние угла Брэгга на оптимальный энергообмен при двухволновом взаимодействии в пьезокристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ / В.В. Шепелевич, А.А. Фирсов // *Квантовая электроника*. – 2000. – Т. 30. – С. 60–64.

50. Ориентационная зависимость дифракционной эффективности голограмм в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах среза (111) / С.Ф. Ничипорко, А.Е. Загорский, В.В. Шепелевич, И. Ху, К.Н. Рингхофер, Е.А. Шамонина // *Письма в ЖТФ*. – 2000. – Т. 26. – С. 44–49.

51. Gain optimization at two-wave mixing in cubic photorefractive piezocrystals of (111)-cut / V.V. Shepelevich, S.F. Nichiporko, A.E. Zagorskiy, N.N. Egorov, Yi Hu, K.H. Ringhofer, E. Shamonina // *OSA Trends in Optics and Photonics*. – 1999. – V. 27. – P. 353–360.

52. Diffusion recording in photorefractive sillenite crystals: an analytical approach for engineering purposes / E. Shamonina, Yi Hu, V.P. Kamenov, K.H. Ringhofer, Ya. V. Gayvoronsky, S.F. Nichiporko, A.E. Zagorskiy, N.N. Egorov, V.V. Shepelevich // *Opt. Commun.* – 2000. – V. 180. – P. 183–190.

53. Красноперов В.Ю. Двухпучковое взаимодействие в фоторефрактивном силикате висмута, находящемся в знакопеременном электрическом поле / В.Ю. Красноперов, Р.В. Литвинов, С.М. Шандаров // *ФТТ*. 1999. – Т. 41. – С. 632–637.

54. Tuovinen H. Asymmetry of two-wave coupling in cubic photorefractive crystals / H. Tuovinen, A.A. Kamshilin, T. Jaaskelainen // *J. Opt. Soc. Am. B*. – 1997. – V. 14. – P. 3383–3392.

55. Optimization of diffraction efficiency of transmission hologram in cubic photorefractive piezocrystal in DC electric field / S.F. Nichiporko, A.E. Zagorskiy, V.V. Shepelevich, N.N. Egorov, K.H. Ringhofer, Yi Hu, E.F. Shamonina // *Optics of Crystals*; V.V. Shepelevich, N.N. Egorov, Editors. – *Proc. SPIE*. – 2001. – V. 4358. – P. 117–128.

56. Optical activity in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ / E. Shamonina, V.P. Kamenov, K.H. Ringhofer, G. Cedilnik, A. Kießling, R. Kowarschik, D.J. Webb // *Opt. Commun.* – 1998. – V. 146. – P. 62–68.

57. Shepelevich V.V. Diffraction of light on holographic gratings in cubic piezocrystals of $(\bar{1}\bar{1}0)$ -cut. Comparison of the exact and approximate expressions of the output characteristics of diffracted light / V.V. Shepelevich, A.A. Firsov // *Nonlinear Optics of Liquid and Photorefractive Crystals II* ; Gertruda V. Klimusheva, Editors. – Proc. SPIE. – 1998. – V. 3488. – P. 225–234.

58. Shepelevich V.V. Optimization of output characteristics of hologram in BSO crystal by choice of orientation of crystal and polarization of reading-out light / V.V. Shepelevich, P.P. Khomutovski // *Nonlinear Optics of Liquid and Photorefractive Crystals II* ; Gertruda V. Klimusheva, Editors. – Proc. SPIE. – 1998. – V. 3488. – P. 235–240.

59. Coupling of mutually incoherent beams in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ fiber / A.A. Kamshilin, H. Tuovinen, V.V. Prokofiev, T. Jaaskelainen // *Opt. Commun.* – 1994. – V. 109. – P. 312–317.

60. Theory of wave coupling in cubic crystals / B.I. Sturman, E.V. Podivilov, K.H. Ringhofer, E. Shamonina, V.P. Kamenov, E. Nippolainen, V.V. Prokofiev, A.A. Kamshilin // *Phys. Rev. E.* – 1999. – V. 60, № 3. – P. 3332–3352.

61. Khomutovski P.P. Influence of circular dichroism on properties of transmission holograms in cubic photorefractive piezocrystals / P.P. Khomutovski, V.V. Shepelevich // *Proc. SPIE.* – 1998. – V. 3347. – P. 84–92.

62. Векторное взаимодействие волн в кубических фоторефрактивных кристаллах / Б.И. Стурман, Е.В. Подивилов, В.П. Каменов, Е. Нипполайнен, А.А. Камшилин // *ЖЭТФ.* – Т. 119, вып. 1. – С. 125–142.

63. Фирсов А.А. Влияние пространственной модуляции интерференционной картины в оптически активных пьезокристаллах на выходные характеристики голограмм / А.А. Фирсов, В.В. Шепелевич // *Письма в ЖТФ.* – 1997. – Т. 23, вып. 17. – С. 41–47.

64. Шепелевич В.В. Оптимизация выходных характеристик голограмм в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ выбором ориентации кристалла и поляризации считывающего света / В.В. Шепелевич, П.П. Хо-

мутовский // Письма в ЖТФ. – 1998. – Т. 24, вып. 24. – С. 55–60.

65. Шепелевич В.В. Эффект фотоупругости в голографии фоторефрактивных кристаллов [Обзор] / В.В. Шепелевич, С.М. Шандаров // Изв. Гомельского гос. ун-та им. Ф. Скорины. – 2001. – № 6. – С. 132–137.

66. Optimum thickness of cubic photorefractive piezocrystal for diffraction efficiency / Yi Hu, K.H. Ringhofer, E. Shamonina, A.A. Firsov, V.V. Shepelevich // Optics of Crystals ; V.V. Shepelevich, N.N. Egorov, Editors. – Proc. SPIE. – 2001. – V. 4358. – P. 129–138.

67. Energy exchange optimization in (110)-cut BTO crystal by choice of interacting waves polarization / A.E. Zagorskiy, V.V. Shepelevich, S.F. Nichiporko, Yi Hu, K.H. Ringhofer, E. Shamonina // Opt. Materials. – 2001. – V. 18, № 1. – P. 131–134.

68. Optimization of diffraction efficiency and gain for two-wave mixing in cubic (111)-cut photorefractive piezocrystals / V.V. Shepelevich, S.F. Nichiporko, A.E. Zagorskiy, N.N. Egorov, Yi Hu, K.H. Ringhofer, E. Shamonina, Ya V. Gaivoronsky // Opt. Materials. – 2001. – V. 18, № 1. – P. 135–138.

69. A systematic approach to diffusion recording in photorefractive sillenite crystals / Yi Hu, E. Shamonina, V.P. Kamenov, K.H. Ringhofer, Ya V. Gaivoronsky, V.V. Shepelevich // Opt. Materials. – 2001. – V. 18, № 1. – P. 139–142.

70. Мартянов А.Г. Взаимодействие световых волн на отражательной голографической решетке в кубических фоторефрактивных кристаллах / А.Г. Мартянов, С.М. Шандаров, Р.В. Литвинов // ФТТ. – 2002. – Т. 32, № 6. – С. 535–541.

71. Дифракция световых волн на отражательных голограммах в кубических пьезокристаллах / В.В. Шепелевич, В.Н. Навныко, С.Ф. Ничипорко, С.М. Шандаров, А.Е. Мандель // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29, вып. 18. – С. 22–28.

72. Sturman B.I. Solutions for vectorial beam coupling under ac field in cubic photorefractive piezocrystals / B.I. Sturman, O.S. Filipov // Phys. Rev. E. – 2003. – V. 68. – P. 036613-1 – 036613-10.

73. Properties of reflection holograms recorded in cubic optically active photorefractive piezocrystals / V.V. Shepelevich, V.N. Naunyka, S.F. Nichiporko, S.M. Shandarov, F.E. Mandel // OSA Trends in Optics and Photonics. – 2005. – V. 99. – P. 233–238.

74. Векторное четырехволновое взаимодействие света на отражательных решетках в кристаллах титаната висмута / А.В. Гусельникова, С.М. Шандаров, А.М. Плесовских, Р.В. Ромашко, Ю.Н. Кульчин // Оптический журнал. – 2006. – Т. 73, № 11. – С. 22–27.

75. Polarization effects at two-beam interaction on reflection holographic gratings in sillenite crystals / S.M. Shandarov, N.I. Burimov, M.A. Dubtsov, V.G. Sibagatulina, D.S. Baklanov, Yu.N. Kulchin, R.V. Romashko, Yu. F. Kargin, A.V. Egorysheva, V.V. Volkov // Laser Physics. – 2007. – V. 17, № 4. – P. 482–490.

76. Навныко В.Н. Встречное двухволновое взаимодействие на отражательных голограммах в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах произвольного среза / В.Н. Навныко, В.В. Шепелевич // Письма в ЖТФ. – 2007. – Т. 33, вып. 17. – С. 16–23.

77. Двухволновое взаимодействие света в отражательных голограммах / В.Н. Навныко, В.В. Шепелевич, С.Ф. Ничипорко, С.М. Шандаров, А.Е. Мандель // Препринт № 3. – Мозырь : УО МГПУ, 2005. – 72 с.

78. Ландау Л.Д. Теория упругости / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М. : Наука, 1965. – 204 с.

79. Сиротин Ю.И. Основы кристаллофизики / Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. – М. : Наука, 1975. – 640 с.

80. Smith R.T. Temperature dependence of elastic, piezoelectric and dielectric constants of lithium tantalate and lithium niobate / R.T. Smith, F.S. Welsh // J. Appl. Phys. – 1971. – V. 42. – P. 2219–2224.

81. Авакянц Л.П. Фотоупругость LiNbO_3 / Л.П. Авакянц, Д.Ф. Киселев, Н.Н. Щитов // ФТТ. – 1976. – Т. 18, вып. 6. – С. 1547–1551.

82. Turner E.U. High-frequency electro-optic coefficient of lithium niobate / E.U. Turner // Appl. Phys. Letters. – 1966. – V. 8, № 11. – P. 303–307.

83. Акустические кристаллы : справочник / под ред. Шаскольской. – М. : [б.и.], 1982. – 632 с.

84. Справочник по лазерам / под ред. А.М. Прохорова. – М. : Сов. радио, 1978. – 400 с.

85. Пенчева Т.Г. Дифракционная эффективность анизотропных голограмм в LiNiO_3 . Автометрия / Т.Г. Пенчева, М.П. Петров, С.И. Степанов. – 1980. – № 1. – С. 122–125.

86. Шандаров С.М. Дифракция света на гиперзвуковых волнах и голографических решетках в пьезокристаллах : дис. ... д-ра физ.-мат. наук // С.М. Шандаров. – Томск, 1989. – 475 с.
87. Шепелевич В.В. Влияние оптической активности на дифракционную эффективность голограмм и поляризацию дифрагированного света в фоторефрактивных кубических кристаллах / В.В. Шепелевич // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, № 3. – С. 618–619.
88. Marrakchi A. Polarization properties of photorefractive diffraction in electrooptic and optically active sillenite crystals (Bragg regime) / A. Marrakchi, R.V. Johnson, A.R. Tanguay // J. Opt. Soc. Am. B. – 1986. – V. 3, № 2. – P. 321–336.
89. Pauliat G. Theoretical and experimental study of diffraction in optically active and linearly birefringent sillenite crystals / G. Pauliat, G. Roosen // Ferroelectrics. – 1987. – V. 75. – P. 281–294.
90. Vachss F. Holographic beam coupling in anisotropic photorefractive media / Vachss F., Hesselink L. // J. Opt. Soc. Am. A. – 1987. – V. 4. – P. 325–329.
91. Шепелевич В.В. Влияние ориентации вектора решетки на дифракцию света в гиротропных кубических фоторефрактивных кристаллах / В.В. Шепелевич, Е.М. Храмович // Опт. и спектр. – 1988. – Т. 65, вып. 2. – С. 403–408.
92. Егоров Н.Н. Влияние оптической активности на свойства голографических решеток, записанных в фоторефрактивных кубических кристаллах / Н.Н. Егоров, Е.М. Храмович, В.В. Шепелевич // Препринт № 462. – Минск : ИФ АН БССР, 1987. – 23 с.
93. Фотоупругие свойства $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ / Г.А. Бабонас, А.А. Реза, Е.И. Леонов, В.И. Шандерис // ЖТФ. – 1983. – Т. 55, вып. 6. – С. 1203–1205.
94. Александров К.С. Комплексные исследования нелинейных электромеханических свойств кристаллов со структурой силленита / К.С. Александров, В.С. Бондаренко, М.П. Зайцева // ФТТ. – 1984. – Т. 26, вып. 12. – С. 636–640.
95. Петров М.П. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. – СПб. : Наука, 1983. – 270 с.

96. Одулов С.Г. Обнаружение пространственно-осциллирующего фотогальванического тока в кристаллах ниобата лития, легированных железом / С.Г. Одулов // ЖЭТФ. – 1982. – Т. 35, вып. 1. – С. 10–12.

97. Хатьков Н.Д. Компоненты фотогальванического тензора кристалла LiNiO_3 / Н.Д. Хатьков, С.М. Шандаров // Автометрия. – 1987. – Т. 6. – С. 104–107.

3. Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах титаната висмута

Кристаллы силленитов, к которым относятся силикат, германат и титанат висмута, обладают сложной структурой дефектных центров [1–6], что приводит к различным эффектам, не описываемым в рамках традиционной модели фоторефракции [7]. Наиболее сильное влияние на эффекты записи и восстановления оптических голограмм в кристаллах силленитов оказывает наблюдаемое в этих кристаллах фотоиндуцированное изменение в поглощении света [5, 6, 8–13]. Участие одних и тех же фотоактивных центров в процессах образования объемного заряда и фотоиндуцированного изменения поглощения позволяет получить информацию о фотоактивных центрах из результатов экспериментальных исследований каждого из этих эффектов. Следует отметить, что для силленитов до сих пор не существует установившихся представлений о типе фотоактивных дефектов и о структуре энергетических уровней в запрещенной зоне кристалла [6].

Обычно фотохромные эффекты в номинально чистых и легированных кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ изучаются при их засветке излучением ламп с широким спектром в видимой и ближней ультрафиолетовой области [14, 15] или монохроматическими лазерными пучками [3, 5, 11, 13]. В последнем случае развитие фотоиндуцированного поглощения света может сопровождаться формированием отражательных решеток [16, 17], значительно усложняющих динамику изменения интенсивности пучка, проходящего через образец. В работе [18] для изучения фотоиндуцированных эффектов в кристаллах $\text{BaTiO}_3:\text{Rh}$, в том числе спектральных зависимостей индуцированного поглощения, использовалось узкополосное некогерентное излучение с 17-ю различными длинами волн. В кристаллах силленитов величина

фотоиндуцированного поглощения также зависит от длины волны засветки. Например, при облучении кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca},\text{Ga}$ квазимонохроматическим светом с $\lambda = 660$ нм он просветлялся на этой длине волны, в то время как для $\lambda = 570$ и 505 нм наблюдалось увеличение поглощения [19]. В монографии [2] сообщается о просветлении первоначально потемневших кристаллов силленитов при их последовательном облучении светом с длинами волн $\lambda < 540$ нм и $\lambda > 540$ нм.

В приведенных ниже экспериментах динамика фотоиндуцированного поглощения света изучалась в кристаллах титаната висмута с использованием некогерентного излучения узкополосных полупроводниковых светодиодов с центральными длинами волн $\lambda = 505, 570, 660$ и 870 нм и шириной спектра излучения на уровне 0,5 максимальной интенсивности ~ 30 нм [19–27]. Энергия квантов света на этих длинах волн составляет 1,42–2,46 эВ и не превышает ширину запрещенной зоны кристалла, которая считается равной 3,1 эВ при комнатной температуре [28].

3.1. Экспериментальная установка и методика исследования

Для исследования фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах титаната висмута использовалась экспериментальная установка [23, 26], допускающая отдельное, последовательное или одновременное облучение кристалла двумя светодиодами; ее схема приведена на рис. 3.1. В данной установке светодиоды $LED1$ и $LED2$, излучающие свет на двух разных длинах волн, благодаря полупрозрачному зеркалу $M1$ и затворам $Sc1$ и $Sc2$ могли засвечивать исследуемый кристалл как по отдельности, так и одновременно. Эти же затворы использовались для перекрытия проходящего через кристалл излучения при наблюдении темновой релаксации фотоиндуцированного поглощения. Собирающая линза $L1$ использовалась для проецирования излучения от светодиодов на одну и ту же область образца. Линза $L2$ проецировала прошедший свет на фотодиод $PD1$. Контроль мощности излучения, используемого для определения поглощения на соответствующей длине волны, осуществлялся с помощью пластины $M2$ и фотодиода $PD2$. При одновременной

засветке кристалла на двух длинах волн отсечка излучения, не используемого для измерения изменений в поглощении, проводилась с помощью соответствующих светофильтров $F1$ и $F2$.

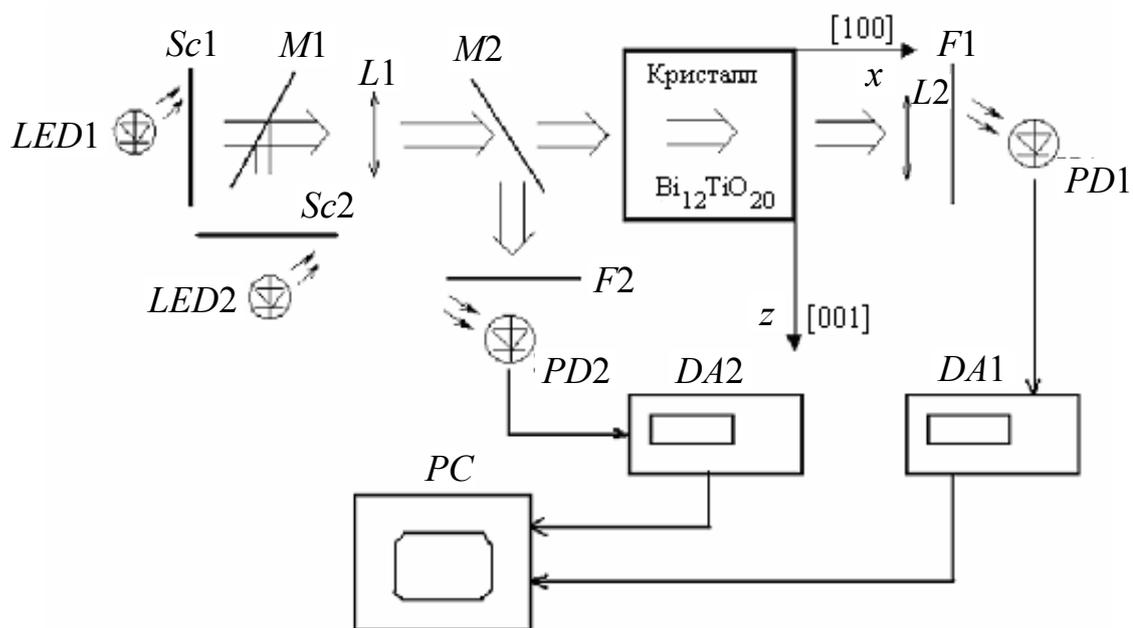


Рис. 3.1. Схема экспериментальной установки для исследования фотоиндуцированного поглощения света кристаллами титаната висмута

Двухканальная компьютерная система обработки данных PC позволяла фиксировать изменения интенсивности прошедшего через кристалл излучения и контрольного светового сигнала с помощью цифровых микроамперметров $DA1$ и $DA2$. Эта же компьютерная система задавала интервалы между отсчетами показаний приборов на различных этапах эксперимента от 0,1 с до 10 с, что позволяло не только регистрировать быстрые изменения интенсивности в начальные периоды эксперимента, но и проводить долговременные эксперименты. Изменением тока через светодиоды интенсивности на входной грани кристалла могли регулироваться в пределах от 1 до 100 мВт/см² для инфракрасного излучения (870 нм), от 0,2 до 60 мВт/см² для красного (660 нм), от 0,1 до 3 мВт/см² для желтого (570 нм) и от 0,1 до 8 мВт/см² для зеленого света (505 нм). Дрейф выходной мощности светодиодов не превышал 5 % в течение отдельного эксперимента и также учитывался компьютерной системой обработки данных.

Экспериментальные временные зависимости изменений фотоиндуцированного поглощения $\Delta\alpha(t)$ рассчитывались по формуле

$$\Delta\alpha(t) = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{I_s(t)/I_k(t)}{I_s(0)/I_k(0)} \right), \quad (3.1)$$

где I_s — интенсивность излучения, прошедшего через кристалл; I_k — интенсивность излучения для контрольного канала; d — толщина кристалла.

Все эксперименты проводились в отсутствие внешнего освещения, а в промежутках между экспериментами кристаллы закрывались светонепроницаемым футляром для изоляции от внешней засветки и выдерживались в темноте не менее 72 часов для релаксации поглощения к исходному состоянию.

3.2. Экспериментальные исследования динамики фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$

В экспериментах исследовались образцы кристалла титаната висмута, легированные кальцием, выращенные в ИОНХ РАН им. Н.С. Курнакова. Легирование осуществлялось добавлением в исходную шихту, содержащую оксиды висмута Bi_2O_3 (92 мол. %) и титана TiO_2 (8,0 мол. %), карбоната кальция CaCO_3 (0,1 мас. %) в качестве лигатуры. Выращенный монокристалл имел хорошее оптическое качество. Параметр элементарной ячейки монокристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ $a_0 = 10,176 \text{ \AA}$, измеренный с помощью рентгеновского дифрактометра, незначительно превышал параметр решетки $a_0 = 10,174 \text{ \AA}$ для нелегированного титаната висмута. Удельное оптическое вращение $\rho = 6,2 \text{ }^\circ/\text{мм}$ на длине волны $\lambda = 633 \text{ нм}$ для $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ было несколько ниже, чем для нелегированных $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ($\rho = 6,5 \text{ }^\circ/\text{мм}$). Эксперименты проводились на двух образцах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ с оптически полированными гранями $[100]$, толщиной $d = 1,5$ и

$d = 5,9$ мм вдоль кристаллографического направления [100] и с поперечными размерами 12×12 мм².

Эксперименты по определению коэффициентов поглощения необлученных кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ при комнатной температуре показали, что на длинах волн $\lambda = 870$ и 660 нм они находятся в пределах точности измерения и могут быть оценены, соответственно, как $\alpha_{I0} < 0,1$ см⁻¹ и $\alpha_{R0} < 0,1$ см⁻¹. Начальные значения коэффициента поглощения, измеренного для образца толщиной $d = 1,5$ мм на длинах волн $\lambda = 570$ и 505 нм, составляли $\alpha_{Y0} = 0,53$ см⁻¹ и $\alpha_{G0} = 9,3$ см⁻¹ соответственно.

Поведение фотоиндуцированного поглощения при различных режимах облучения в образце толщиной $d = 5,9$ мм для излучения с длиной волны $\lambda \approx 660$ нм иллюстрируется рис. 3.2, 3.3, где экспериментальные результаты представлены точками.

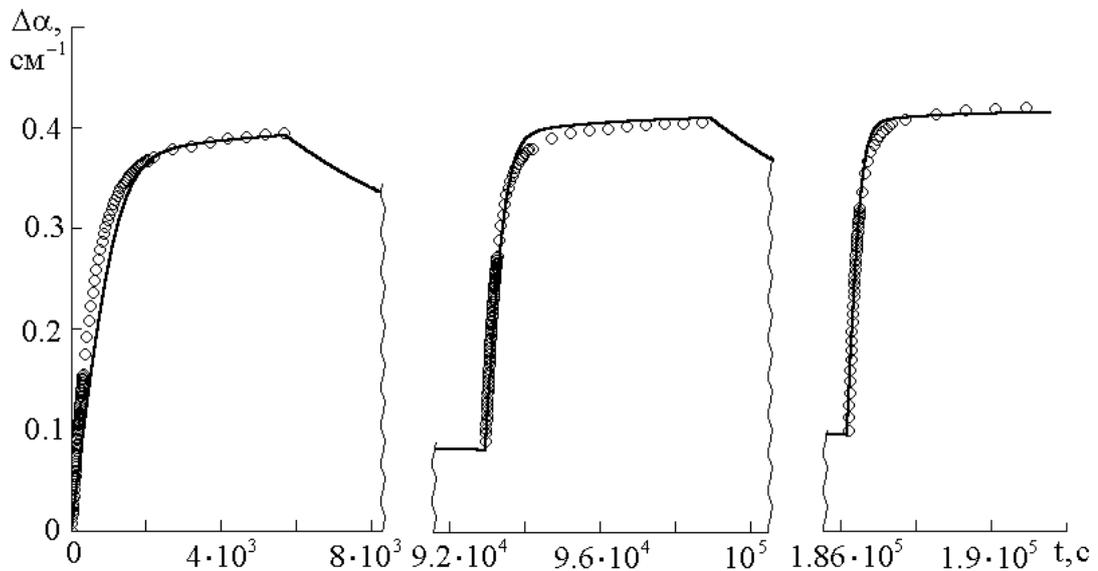


Рис. 3.2. Динамика изменения коэффициента поглощения света при последовательной засветке кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ излучением светодиода с длиной волны ~ 660 нм и интенсивностью $I_0 = 13,8, 26,0$ и $37,8$ мВт/см²

Рис. 3.2 отражает динамику изменения коэффициента поглощения света $\Delta\alpha(t)$ при последовательной засветке кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ излучением светодиода с интенсивностью $I_0 = 13,8, 26,0$ и $37,8$ мВт/см² в течение интервалов времени 5700, 6000 и 5400 с. В промежутках между экспериментами, составлявших

ого п

$\Delta\alpha$ не выходят на стационарный уровень, а скорость роста фотоиндуцированного поглощения на конечном участке уменьшается с ростом интенсивности от одного эксперимента к другому. Максимально достижимые значения $\Delta\alpha$ в этой серии экспериментов тем больше, чем интенсивнее засвечивающее излучение. Отметим, что переход от быстрого участка роста $\Delta\alpha(t)$ к медленному для каждого следующего эксперимента является более резким, чем для предыдущего.

Поведение фотоиндуцированного поглощения при последовательной засветке образца излучением с одинаковой интенсивностью $I_0 = 55 \text{ мВт/см}^2$ в обычном временном масштабе иллюстрируются рис. 3.3.

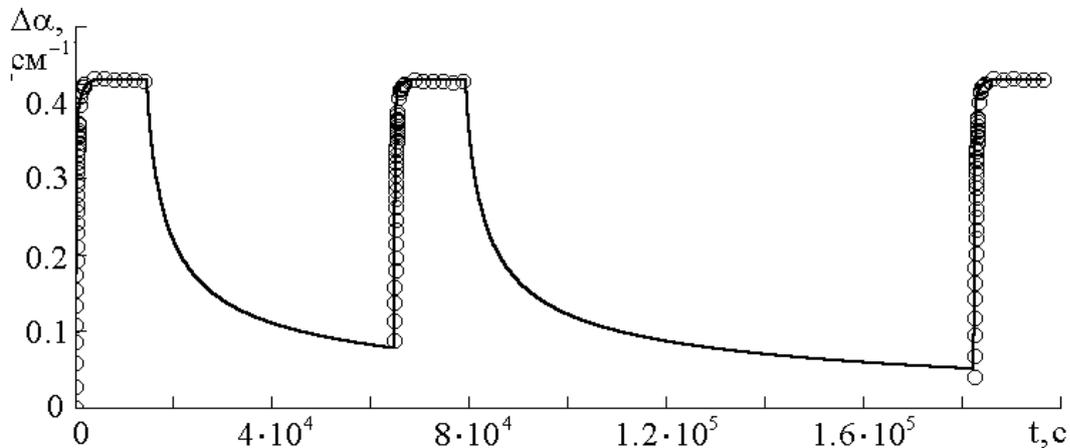


Рис. 3.3. Динамика изменения фотоиндуцированного поглощения света при последовательной засветке образца $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ излучением длиной волны $\sim 660 \text{ нм}$ и с одинаковой интенсивностью $I_0 = 55 \text{ мВт/см}^2$

Во всех случаях время облучения кристалла составляло 4 часа, однако промежутки между экспериментами отличались в два раза (14 и 28 часов). Характерно, что в данном случае зависимости $\Delta\alpha(t)$ выходят на стационарный уровень при каждом эксперименте по засветке кристалла. Если начальные уровни $\Delta\alpha$

темноте, то различия в стационарных значениях фотоиндуцированного поглощения не превосходят погрешности измерений.

Представленные экспериментальные результаты свидетельствуют о значительном фотоиндуцированном поглощении света в легированном кальцием кристалле титаната висмута при его освещении узкополосным некогерентным излучением полупроводникового светодиода с длиной волны ~ 660 нм. Максимальное увеличение коэффициента поглощения, составляющее величину $\Delta\alpha \approx 0,43$ см⁻¹, превышает наблюдавшееся в работе [29] значение $\Delta\alpha \approx 0,37$ см⁻¹, наводимое аргоновым лазером с длиной волны излучения 514 нм для зондирующего света от гелий-неонового лазера ($\lambda = 633$ нм) в титанате висмута с той же легирующей примесью. Как и в нелегированном кристалле на длине волны 633 нм [5], сравнительно быстрое увеличение коэффициента поглощения $\Delta\alpha$ в течение 1500–2000 с после начала облучения сменяется участком медленного увеличения поглощения, не прекращающегося в экспериментах в течение ~ 2 часов. Характерно, что для релаксации фотоиндуцированных изменений коэффициента поглощения в данном кристалле требуется несколько суток.

Для анализа спектральной зависимости эффекта фотоиндуцированного поглощения света кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ засвечивался излучением светодиодов с длинами волн $\lambda = 870, 660, 570$ и 505 нм.

При засветке образцов излучением с длиной волны $\lambda \approx 870$ нм изменения в поглощении были незначительны и рост поглощения не превышал значения $\Delta\alpha_I \sim 0,01$ см⁻¹ при облучении образца толщиной $d = 5,9$ мм в течение 40 минут.

Временная эволюция фотоиндуцированного поглощения света с длинами волн $\lambda \approx 660, 570$ и 505 нм при двукратном освещении кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ толщиной $d = 1,5$ мм, разделенной этапом темновой релаксации, показана точками на рис. 3.4. Освещение кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ происходило непрерывно в течение 7200 с. После этого излучение светодиода перекрывалось, и наблюдалась релаксация наведенного поглощения. Для определения текущего значения изменения фотоиндуциро-

ванного поглощения в темноте образец засвечивался на ~ 1 с сначала 5 раз через 60 с, затем через 120 с, 300 с и т.д.

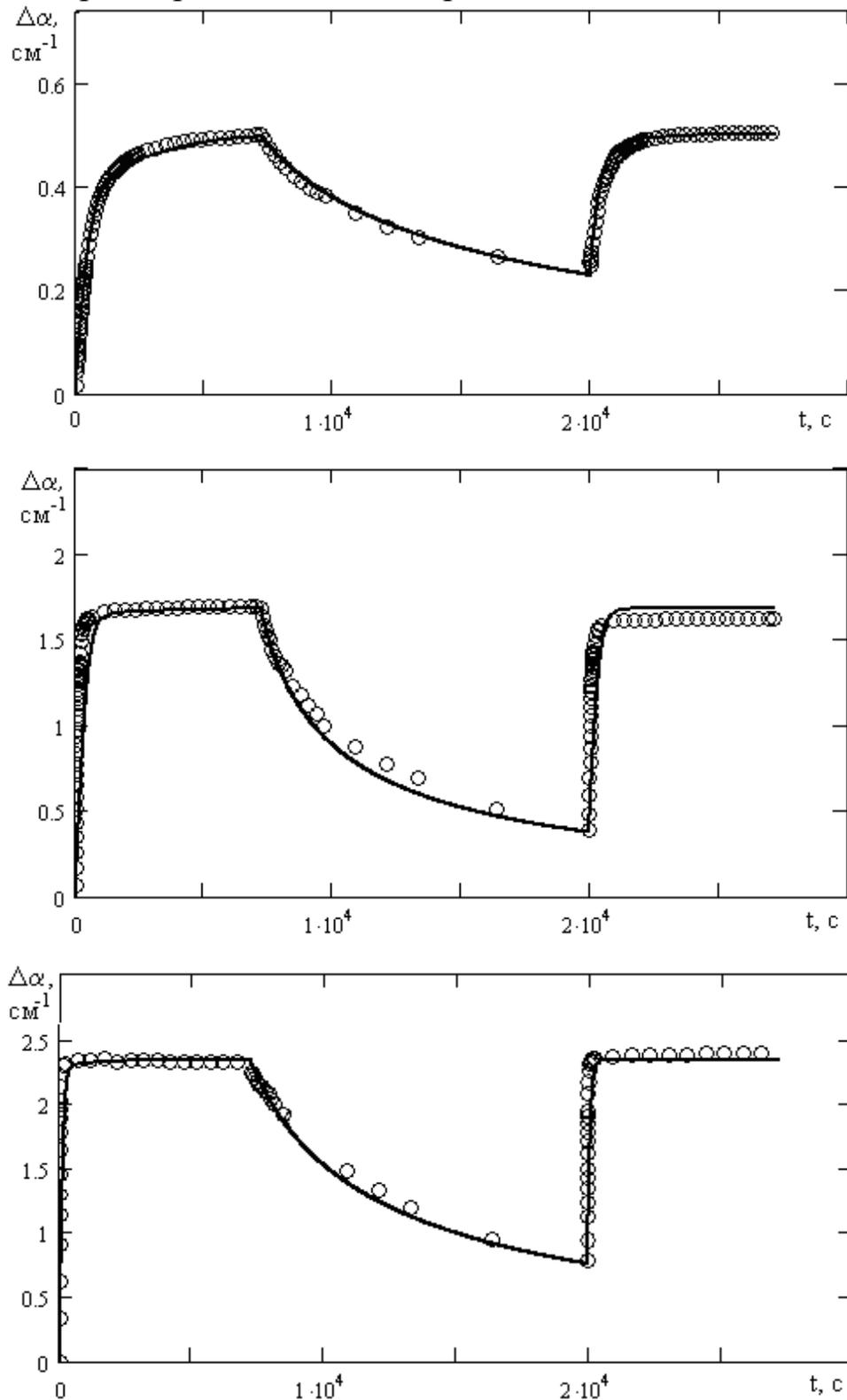


Рис. 3.4. Временная эволюция роста и темновой релаксации фотоиндуцированного поглощения света с длинами волн $\lambda \approx 660$ (а), 570 (б) и 505 нм (в) при двукратной засветке кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$, разделенной этапом темновой

релаксации. Точки — экспериментальные данные, сплошные кривые — теоретические зависимости

Через 5,5 часов после начала эксперимента образец снова был подвергнут засветке на время 1 час, в течение которого коэффициенты поглощения достигли того же значения, что и до темновой релаксации.

При освещении кристалла излучением с длинами волн $\lambda \approx 505$ нм (интенсивность света $I_G \approx 6,5$ мВт/см²) и 570 нм ($I_Y \approx 3,2$ мВт/см²) происходил быстрый рост фотоиндуцированного поглощения до значений $\Delta\alpha \sim 2,3$ см⁻¹ и $\Delta\alpha \sim 1,6$ см⁻¹ соответственно за первые 140 и 340 с эксперимента. При засветке кристалла излучением с длиной волны $\lambda \approx 660$ нм ($I_R \approx 43,5$ мВт/см²) рост поглощения на начальном участке был не таким резким и достигал значения $\Delta\alpha \sim 0,4$ см⁻¹ за время ~ 950 с. Далее для всех длин волн происходило медленное увеличение поглощения еще в течение двух часов, которое достигло значения $\Delta\alpha \sim 2,35$ см⁻¹ для зеленого света, $\Delta\alpha \sim 1,7$ см⁻¹ для желтого света и $\Delta\alpha \sim 0,45$ см⁻¹ для красного света, после чего кристалл был изолирован от внешней засветки.

Представленные экспериментальные результаты свидетельствуют о сильной спектральной зависимости эффекта фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ для исследованного диапазона 505–870 нм. Характерно, что скорость фотоиндуцированных изменений поглощения и стационарный уровень $\Delta\alpha$ существенно возрастают с уменьшением длины волны облучающего света. Наибольший стационарный уровень ($\Delta\alpha \sim 2,35$ см⁻¹) и наибольшая скорость фотоиндуцированных изменений наблюдаются для зеленого света, наименьший стационарный уровень ($\Delta\alpha \sim 0,45$ см⁻¹) и наименьшая скорость фотоиндуцированных изменений — для красного излучения, хотя выполняется условие $I_R > I_G$.

3.3. Теоретические модели фотоиндуцированного поглощения света в фоторефрактивных кристаллах

Для описания экспериментально наблюдаемого эффекта фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$

рассмотрим некоторые из известных моделей зонного переноса [4, 5, 30–32].

В 1988 г. для объяснения экспериментально наблюдаемого в кристаллах силленитов и BaTiO_3 эффекта фотоиндуцированного поглощения была использована двухуровневая модель [30], впервые предложенная в [31]. В данной модели, энергетическая диаграмма которой представлена на рис. 3.5, два светочувствительных центра D и S могут находиться в зарядовых состояниях D_0 , D_{1+} и S_- , S_0 , то есть быть нейтральными (индекс 0), однократно ионизированными (+1) или захватившими электрон (-). Один из фотоактивных центров является донорным, другой выполняет роль мелких ловушек.

Под действием света с интенсивностью I происходит генерация электронов в зону проводимости с глубоких уровней D_0 и заполненных мелких ловушек S_- . Рекомбинация электронов возможна на уровне D_{1+} и S_0 со скоростью γ_D и γ_T соответственно. Для мелких ловушек весомое значение имеет выход электронов в зону проводимости под действием термической ионизации со скоростью β .

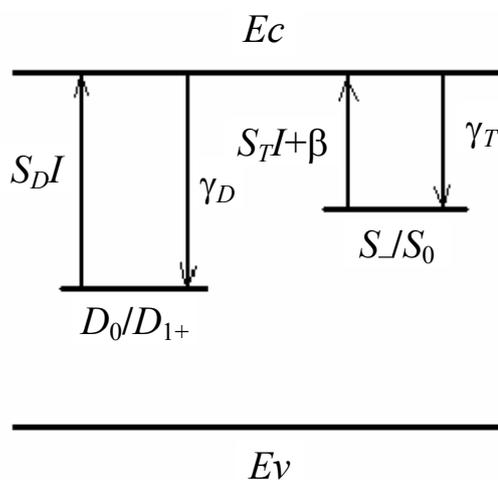


Рис. 3.5. Энергетическая диаграмма двухуровневой модели. Стрелками обозначены возможные электронные переходы

В результате освещения кристалла в нем происходит перераспределение заряда по уровням, а ввиду того что эти уровни имеют разное сечение фотоионизации (S_D для доноров и S_T для мелких ловушек), в кристалле изменяется оптическое поглощение. Коэффициент поглощения света таким кристаллом будет

изменяться под действием внешнего излучения и определяться следующей формулой [30]:

$$\alpha(t) = \hbar\omega \left(S_D (N_D - N_D^{1+}) + S_T M \right), \quad (3.2)$$

где $\hbar\omega$ — энергия кванта света; N_D — общая концентрации доноров; N_D^{1+} , M — концентрации однократно ионизированных доноров и заполненных мелких ловушек.

В этом выражении первое слагаемое отвечает за оптическое поглощение незасвеченного кристалла (при $N_D^{1+} = N_A$), а второе слагаемое определяет фотоиндуцированное поглощение света.

Данная модель использовалась для описания фотоиндуцированного поглощения в кристаллах BaTiO_3 [33–38] и силленитах [39]. Объясняя эффекты изменения фотоиндуцированного поглощения, двухуровневая модель с мелкими ловушками применима только к тем кристаллам, в которых достаточно высок уровень концентрации фотоактивных примесных центров двух различных типов, один из которых является донорным, а другой выполняет роль мелких ловушек.

В 1995 г. авторы работы [32], используя результаты работы [40] и предполагая, что в легированных кристаллах имеет место высокая концентрация только одной примеси, ввели модель, в которой один донорный центр может существовать в трех различных зарядовых состояниях. Энергетическая диаграмма модели показана на рис. 3.6. Здесь глубокие уровни D могут находиться в трех зарядовых состояниях D_0 , D_{1+} и D_{2+} . Под действием света центры D_0 и D_{1+} ионизируются, отдавая электроны в зону проводимости, где последние перемещаются под действием диффузии или дрейфа до рекомбинации на дефектах D_{1+} и D_{2+} с вероятностью γ_1 и γ_2 соответственно. С уровней D_0 и D_{1+} возможна также термическая генерация носителей заряда со скоростями β_D и β_1 соответственно.

Сечения фотоионизации для нейтральных и однократно ионизированных центров в данной схеме не одинаковы, за счет чего возможны явления фотоиндуцированного изменения поглощения света.

Коэффициент поглощения для данной модели будет выражаться формулой [32]:

$$\alpha(t) = \hbar\omega \left(S_D (N_D - N_D^{1+} - N_D^{2+}) + S_1 N_D^{1+} \right), \quad (3.3)$$

где N_D^{1+} , N_D^{2+} — концентрации однократно и двукратно ионизированных доноров соответственно; S_D и S_1 — сечения фотоионизации для нейтральных и однократно ионизированных доноров.

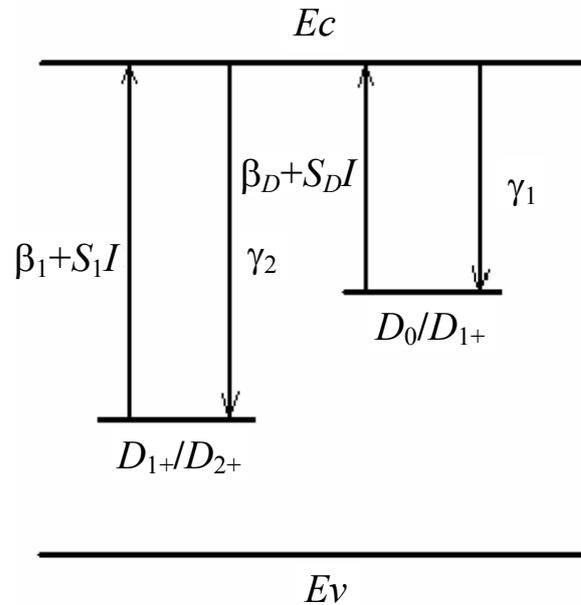


Рис. 3.6. Энергетическая диаграмма модели с донорным центром, существующим в трех зарядовых состояниях. Стрелками обозначены возможные электронные переходы

В работах [41–45] данная модель была успешно использована для описания экспериментальных результатов по фотоиндуцированному поглощению в кристаллах $\text{KNbO}_3:\text{Fe}$, $\text{КТN}:\text{Fe}$, $\text{SBN}:\text{Fe}$ и BaTiO_3 с различными примесями. В качестве центров D может выступать примесь железа, которая способна находиться в состояниях Fe^{3+} , Fe^{4+} и Fe^{5+} .

В 1999 г. в работе [5] в номинально чистом образце титаната висмута авторы экспериментально наблюдали после окончания быстрой стадии процесса фотоиндуцированного поглощения медленную компоненту увеличения $\Delta\alpha$. Такие эффекты, очевидно, могут быть связаны с наличием фоточувствительного центра с малым сечением фотоионизации и медленным процессом рекомбинации. В результате в [5] была предложена модель,

сочетающая два примесных центра, один из которых является глубоким и может находиться в трех зарядовых состояниях, а другой — мелкий ловушечный — вносит существенный вклад в фотоиндуцированное поглощение.

Энергетическая диаграмма модели показана на рис. 3.7. Здесь глубокие доноры D могут находиться в трех зарядовых состояниях D_0 , D_{1+} и D_{2+} , а ловушечный уровень S — в состояниях S_0 и S_- . Данная модель предполагает отсутствие двукратно ионизированных донорных центров D_{2+} и заполненных мелких ловушек S_- в темновых условиях. Уровень S_- может опустошаться за счет термической генерации носителей заряда в зону проводимости.

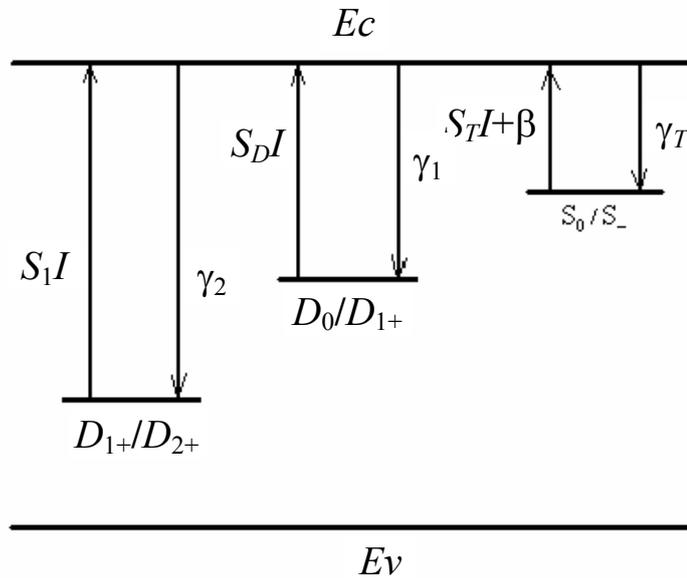


Рис. 3.7. Энергетическая диаграмма модели, рассматривающей одновременно глубокий донорный центр в трех зарядовых состояниях и мелкие ловушки. Стрелками обозначены возможные электронные переходы

Под действием света центры D_0 , D_{1+} и S_- ионизируются, отдавая электроны в зону проводимости, где последние перемещаются под действием диффузии или дрейфа до рекомбинации на дефектах D_{1+} , D_{2+} и S_0 .

В темновых условиях в кристалле мелкие ловушечные центры с общей концентрацией M_T пусты, то есть находятся в состоянии S_0 . Концентрация однократно ионизированных до-

норов (D_{1+}) и неактивных компенсирующих акцепторов равны, $N_D^{1+} = N_A$.

Начальный коэффициент поглощения света в кристалле α_0 определяется сечениями фотоионизации S_D и S_1 и концентрациями $N_D - N_A$ и N_A для нейтральных и однократно ионизированных доноров [5]:

$$\alpha_0 = \hbar\omega [S_D (N_D - N_A) + S_1 N_A]. \quad (3.4)$$

После освещения кристалла процессы возбуждения и рекомбинации электронов приводят к изменению заселенности уровней и коэффициент поглощения света становится равным [5]:

$$\alpha = \hbar\omega [S_D (N_D - N_D^{1+} - N_D^{2+}) + S_1 N_D^{1+} + S_T M], \quad (3.5)$$

где S_T и M — сечение фотоионизации заполненных мелких ловушек и их концентрация.

В адиабатическом приближении, когда концентрация электронов в зоне проводимости n удовлетворяет условию $dn/dt = 0$, и при низкой интенсивности света, когда $n \ll N_A, N_D^{1+}, N_D^{2+}, M$, систему уравнений для концентраций центров можно записать в виде [5]

$$\frac{dN_D^{2+}}{dt} = S_1 I N_D^{1+} - \gamma_2 n N_D^{2+}, \quad (3.6)$$

$$\frac{dM}{dt} = -(S_T I + \beta) M + \gamma_T n (M_T - M), \quad (3.7)$$

$$N_D^{1+} = N_A + M - 2N_D^{2+}, \quad (3.8)$$

$$n = \frac{S_D I (N_D - N_D^{1+} - N_D^{2+}) + S_1 I N_D^{1+} + (S_T I + \beta) M}{\gamma_1 N_D^{1+} + \gamma_T (M_T - M) + \gamma_2 N_D^{2+}}, \quad (3.9)$$

где $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_T$ — постоянные рекомбинации для однократно и двукратно ионизированных доноров и мелких ловушек соответственно; β — коэффициент термической ионизации мелких ловушек; I — интенсивность света.

Данная модель позволила описать динамику фотоиндуцированного поглощения с участками быстрого и медленного роста

при условии, что мелкие ловушки имеют большое сечение фотоионизации и рост поглощения света в кристалле обусловлен их заполнением. Наличие быстрого и медленного участка связывалось с тем, что процесс фотогенерации с неионизированных доноров происходит намного быстрее, чем с однократно ионизированных. Полученные в работе [5] теоретические зависимости динамики фотоиндуцированных изменений коэффициента поглощения света с длиной волны $\lambda \approx 633$ нм согласуются с результатами приведенных в [5] экспериментов для номинально чистого кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$.

3.4. Численный анализ динамики фотоиндуцированного поглощения в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ на основе зонной модели с двукратно ионизируемыми донорными центрами и мелкими ловушками

В экспериментах с кристаллами $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$, результаты которых приведены в подразд. 3.2, наблюдается медленная компонента увеличения $\Delta\alpha$ после окончания быстрой стадии процесса фотоиндуцированного поглощения (см. рис. 3.2–3.4). Это дало основание к использованию модели [5], рассматривающей одновременно глубокий донорный центр в трех зарядовых состояниях и мелкие ловушки, для теоретического моделирования экспериментально наблюдаемых результатов. Следует отметить, что природа центров, ответственных за фотоиндуцированное поглощение света в кристаллах силленитов, к которым относится титанат висмута, до сих пор однозначно не идентифицирована [6, 46]. Исследования спектральных зависимостей показывают, что во всех кристаллах силленитов присутствует единая полоса возбуждения фотохромного эффекта, не зависящая от состава и лигатуры [46]. Это обуславливает возможность существования в таких кристаллах общего центра, не являющегося примесным и служащего донором в процессах перезарядки примесных катионов, играющих роль мелких ловушек. Подобным центром, как предполагается в работах [46, 47], могут служить кислородные вакансии, которые и способны находиться в кристаллической решетке в трех зарядовых состояниях.

Теоретические зависимости временной эволюции коэффициента поглощения, рассчитанные при численном интегрировании уравнений (3.6)–(3.9) для кристалла $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ толщиной $d = 5,9$ мм, при освещении его некогерентным излучением светодиода с длиной волны 660 нм, представлены на рис. 3.2, 3.3 сплошными кривыми. Подгонка к экспериментальным данным позволила определить наборы материальных параметров кристалла $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ в рамках используемой модели [21]. Данные материальные параметры, при которых рассчитаны теоретические зависимости, представленные на рис. 3.2, и 3.3, приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Материальные параметры кристалла $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ с глубокими донорами и мелкими ловушечными центрами, используемые при расчете теоретических зависимостей

Параметр	Рис. 3.2	Рис. 3.3
$N_D, \text{м}^{-3}$	$0,75 \cdot 10^{25}$	$0,75 \cdot 10^{25}$
$M_T, \text{м}^{-3}$	$3,7 \cdot 10^{23}$	$3,7 \cdot 10^{23}$
$N_A, \text{м}^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{22}$	$1,5 \cdot 10^{22}$
$S_D, \text{м}^2/\text{Дж}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$
$S_T, \text{м}^2/\text{Дж}$	$0,71 \cdot 10^{-3}$	$0,71 \cdot 10^{-3}$
$S_1, \text{м}^2/\text{Дж}$	$0,16 \cdot 10^{-6}$	$0,32 \cdot 10^{-6}$
$\gamma_1, \text{м}^3/\text{с}$	$2,52 \cdot 10^{-17}$	$2,52 \cdot 10^{-17}$
$\gamma_T, \text{м}^3/\text{с}$	$32 \cdot 10^{-16}$	$32 \cdot 10^{-16}$
$\gamma_2, \text{м}^3/\text{с}$	$4 \cdot 10^{-18}$	$4 \cdot 10^{-18}$
$\beta, \text{с}^{-1}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$

Сравнение теоретических кривых с экспериментальными данными, полученными на кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ при освещении его некогерентным излучением светодиода с длиной волны 660 нм, показывает, что они имеют удовлетворительное количественное соответствие друг другу. Теория хорошо описывает такие качественные особенности поведения фотоиндуцированного поглощения (см. рис. 3.2 и 3.3), как более резкий переход от медленного участка к быстрому при повторной засветке кристалла; уменьшение скорости роста $\Delta\alpha(t) = \alpha(t) - \alpha_0$ на медленной стадии процесса с каждой последующей засветкой.

Отметим, что при расчете представленных на рис. 3.3 кривых для подгонки к экспериментальным данным потребовались большие значения коэффициента термической ионизации β и сечения фотоионизации однократно ионизированных доноров S_1 , чем при описании эксперимента, иллюстрируемого рис. 3.2. Это может быть связано с зависимостью материальных параметров кристалла от температуры, для стабилизации которой не принималось специальных мер.

Для анализа динамики фотоиндуцированного поглощения в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ при освещении его излучением с различными длинами волн в работе [48] использовалась та же модель, которая применялась для света с длиной волны 660 нм. Она принимает в рассмотрение глубокие донорные центры, которые могут находиться в трех зарядовых состояниях, и мелкие ловушки. Методика дальнейшего анализа основана на численном интегрировании уравнений (3.6)–(3.9).

Теоретические зависимости временной эволюции коэффициента поглощения света в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ толщиной $d = 1,5$ мм при освещении его излучением с длинами волн 505, 570 и 660 нм представлены сплошными кривыми на рис. 3.4. Расчет проводился для интенсивностей светового излучения $I_G \approx 6,5$ мВт/см² ($\lambda \approx 505$ нм), $I_Y \approx 3,2$ мВт/см² ($\lambda \approx 570$ нм) и $I_R \approx 43,5$ мВт/см² ($\lambda \approx 660$ нм), соответствующих экспериментальным условиям. Материальные параметры кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$, при которых рассчитывались теоретические кривые, приведены в табл. 3.2.

Сравнение теоретических кривых с экспериментальными данными показывает, что они имеют удовлетворительное качественное и количественное соответствие друг другу для всех используемых в экспериментах длин волн излучения. При использованных параметрах эти кривые хорошо описывают такие качественные особенности поведения фотоиндуцированного поглощения, как увеличение стационарного уровня $\Delta\alpha$ поглощения и увеличение скорости фотоиндуцированных изменений при уменьшении длины волны света.

Расчетные значения начальных коэффициентов поглощения, определяемые по формуле (3.4), составили $\alpha_{R0} = 0,005$ см⁻¹, $\alpha_{Y0} = 0,29$ см⁻¹ и $\alpha_{G0} = 1,13$ см⁻¹ для красного, желтого и зеле-

ного света соответственно. Эти значения по порядку величины согласуются с полученными в эксперименте для начальных коэффициентов поглощения данными: $\alpha_{R0} < 0,1 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda \approx 660 \text{ нм}$), $\alpha_{Y0} = 0,53 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda \approx 570 \text{ нм}$) и $\alpha_{G0} = 9,3 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda \approx 505 \text{ нм}$).

Таблица 3.2

Материальные параметры кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ с глубокими донорами и мелкими ловушечными центрами, используемые при расчете динамики фотоиндуцированного поглощения для длин волн $\lambda = 660, 570$ и 505 нм

Параметр	$\lambda = 660 \text{ нм}$	$\lambda = 570 \text{ нм}$	$\lambda = 505 \text{ нм}$
$N_D, \text{м}^{-3}$	$0,085 \cdot 10^{25}$	$4 \cdot 10^{25}$	$15 \cdot 10^{25}$
$M_T, \text{м}^{-3}$	$0,8 \cdot 10^{24}$	$1,4 \cdot 10^{24}$	$1,7 \cdot 10^{24}$
$N_A, \text{м}^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{23}$	$1,5 \cdot 10^{23}$	$1,5 \cdot 10^{23}$
$S_D, \text{м}^2/\text{Дж}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$
$S_T, \text{м}^2/\text{Дж}$	$3,8 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-4}$
$S_1, \text{м}^2/\text{Дж}$	$2,2 \cdot 10^{-7}$	$2,2 \cdot 10^{-7}$	$2,2 \cdot 10^{-7}$
$\gamma_1, \text{м}^3/\text{с}$	$2,5 \cdot 10^{-17}$	$1,5 \cdot 10^{-17}$	$1,5 \cdot 10^{-17}$
$\gamma_T, \text{м}^3/\text{с}$	$3 \cdot 10^{-15}$	$3 \cdot 10^{-15}$	$3 \cdot 10^{-15}$
$\gamma_2, \text{м}^3/\text{с}$	$3 \cdot 10^{-18}$	$3 \cdot 10^{-18}$	$3 \cdot 10^{-18}$
$\beta, \text{с}^{-1}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$0,95 \cdot 10^{-2}$

В то же время в рамках рассматриваемой модели для подгонки теоретических зависимостей к экспериментальным данным потребовалось увеличить полную концентрацию донорных и ловушечных центров с уменьшением длины волны светового излучения. Наибольшие значения этих параметров потребовались для зеленого света, а наименьшие — для красного. Это свидетельствует о сложном характере энергетического спектра примесных и дефектных центров в кристаллах титаната висмута. Он отличается от используемых в рамках применяемой модели представлений о дискретной природе уровней глубоких доноров и мелких ловушек, изображенных на энергетической диаграмме (см. рис. 3.7). Анализ спектральных зависимостей оптического поглощения в видимой области, представленный в работах [1, 6], дает основания считать энергетический спектр этих дефектных центров при комнатных температурах сплошным. В этом случае использованная выше модель, дающая результаты, хорошо со-

гласующиеся с экспериментом на одной длине волны, характеризуется некоторыми усредненными по данному спектру материальными параметрами. В первую очередь, такими усредненными параметрами являются концентрации дефектов, что и подтверждается представленными результатами.

3.5. Экспериментальные исследования динамики фотоиндуцированного поглощения в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ при последовательном облучении некогерентным квазимонохроматическим излучением с различными длинами волн

Для уточнения представлений о возможной структуре дефектных уровней кристаллов титаната висмута в работах [23, 24, 26] был проведен цикл экспериментальных исследований по фотоиндуцированному поглощению при последовательном облучении образцов квазимонохроматическим светом на двух длинах волн из набора $\lambda_{\text{max}} = 870, 660$ и 505 нм.

При проведении экспериментов с последовательным облучением кристалла светом на длинах волн $\lambda_{\text{max}} = 870$ нм и $\lambda_{\text{max}} = 660$ нм проверялось основное положение описанных в подразд. 3.3 моделей, предполагающих наличие в кристалле мелких ловушечных центров. В соответствии с ними эти центры имеют дискретный энергетический уровень, находящийся вблизи дна зоны проводимости; они способны захватывать электроны и удерживать их некоторое время; их большее сечение фотоионизации и обуславливает фотоиндуцированное поглощение света. Поскольку красный свет заселяет мелкие ловушечные уровни, то последующее освещение кристалла инфракрасным светом приводило бы к опустошению этих уровней и процессу просветления кристалла.

Каждый эксперимент состоял из двух частей. В первой части эксперимента кристалл последовательно в течение 4 часов освещался сначала светом на одной длине волны, затем на другой при двух циклах смены длины волны освещения. Во второй части эксперимента последовательность смены длин волн была обратной по отношению к первой. На обеих стадиях экспери-

ментов освещение проводилось для одной и той же области кристалла. Каждый кристалл перед экспериментом на трое суток закрывался светонепроницаемым футляром для изоляции от внешней засветки и релаксации его параметров к исходным.

Эксперименты проводились в отсутствие внешнего освещения для исключения влияния на результаты внешних факторов. Колебания температуры кристалла не превышали $\pm 2^\circ\text{C}$.

Динамика фотоиндуцированного поглощения в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ (толщиной $d = 5,9$ мм) для инфракрасного ($\Delta\alpha_I(t) = \alpha_I(t) - \alpha_{I0}$) и красного ($\Delta\alpha_R(t) = \alpha_R(t) - \alpha_R(t_1)$) излучения при двух циклах последовательного облучения светом сначала с длиной волны $\lambda_I = 870$ нм ($I_{I0} = 13,4$ мВт/см², $0 \leq t < t_1$), а затем с длиной волны $\lambda_R = 660$ нм ($I_{R0} = 2,7$ мВт/см²), представлена на рис. 3.8. На рис. 3.9 представлена динамика фотоиндуцированного поглощения $\Delta\alpha_R(t)$ и $\Delta\alpha_I(t)$ при чередовании излучений «красный – инфракрасный – красный – инфракрасный».

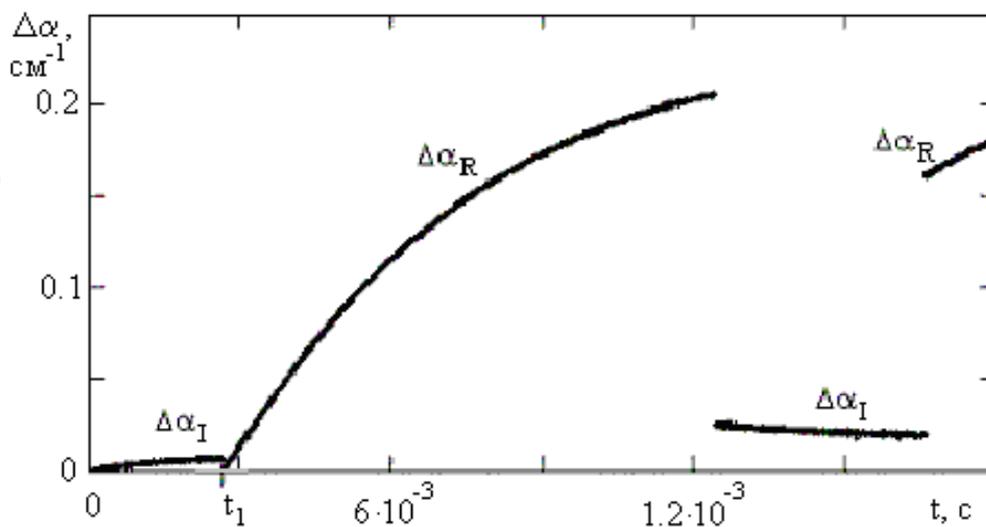


Рис. 3.8. Временная эволюция фотоиндуцированного поглощения для инфракрасного ($\Delta\alpha_I$) и красного ($\Delta\alpha_R$) света при двух циклах последовательной засветки кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ излучением с длинами волн $\lambda_I = 870$ нм и $\lambda_R = 660$ нм

Как можно увидеть на рис. 3.8, 3.9, изменения в поглощении на инфракрасном свете в кристалле титаната висмута, легированном кальцием, весьма незначительны по сравнению с погло-

щением красного излучения. Незначительно и просветление кристалла при облучении инфракрасным светом после его засветки в течение 1 часа излучением из красной области спектра.

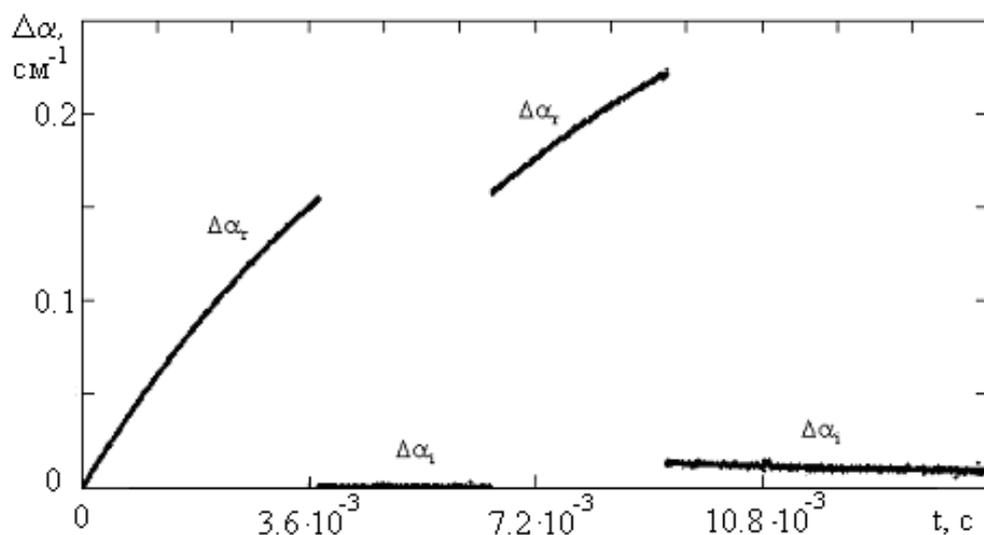


Рис. 3.9. Временная эволюция фотоиндуцированного поглощения для красного ($\Delta\alpha_R$) и инфракрасного ($\Delta\alpha_I$) света при двух циклах последовательной засветки кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ излучением с длинами волн $\lambda_I = 660$ нм и $\lambda_R = 870$ нм

Результаты проведенных экспериментов свидетельствуют о том, что для кристаллов титаната висмута общепринятая физическая модель фотоиндуцированного поглощения света, рассматривающая перезарядку дефектных центров, при которой фотовозбужденные с донорных центров электроны захватываются на мелкие ловушки, не соответствует реально происходящим процессам. Эксперименты демонстрируют, что захват электронов после фотовозбуждения с доноров может происходить на ловушечные центры с большим сечением фотоионизации, не являющиеся мелкими. Однако данный вывод еще не дает оснований к корректировке математических моделей, рассмотренных в подразд. 3.3 и используемых для описания экспериментально наблюдаемой динамики фотоиндуцированного поглощения при одноцветном облучении. При математическом описании предполагается только возможность термического возбуждения электронов с ловушечных центров в зону проводимости, которая может быть отлична от нуля и при достаточно глубокой локали-

зации соответствующих энергетических уровней в запрещенной зоне.

В работе [23] приведены результаты экспериментов по динамике фотоиндуцированного поглощения при последовательном облучении кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ некогерентным излучением светодиодов с длинами волн $\lambda_{\text{max}} = 660$ нм и $\lambda_{\text{max}} = 505$ нм.

Временные зависимости для последовательности облучения кристалла красным ($I_{R0} = 21$ мВт/см²) и зеленым ($\lambda_G = 505$ нм, $I_{G0} = 2$ мВт/см²) светом представлены на рис. 3.10 для тонкого образца $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ ($d = 1,5$ мм). В данном эксперименте измерялось и учитывалось начальное поглощение кристалла для коротковолнового (зеленого) излучения, поэтому влияние длинноволновой подсветки на коэффициент поглощения $\alpha_G(t)$ хорошо прослеживается и на первом участке зависимости.

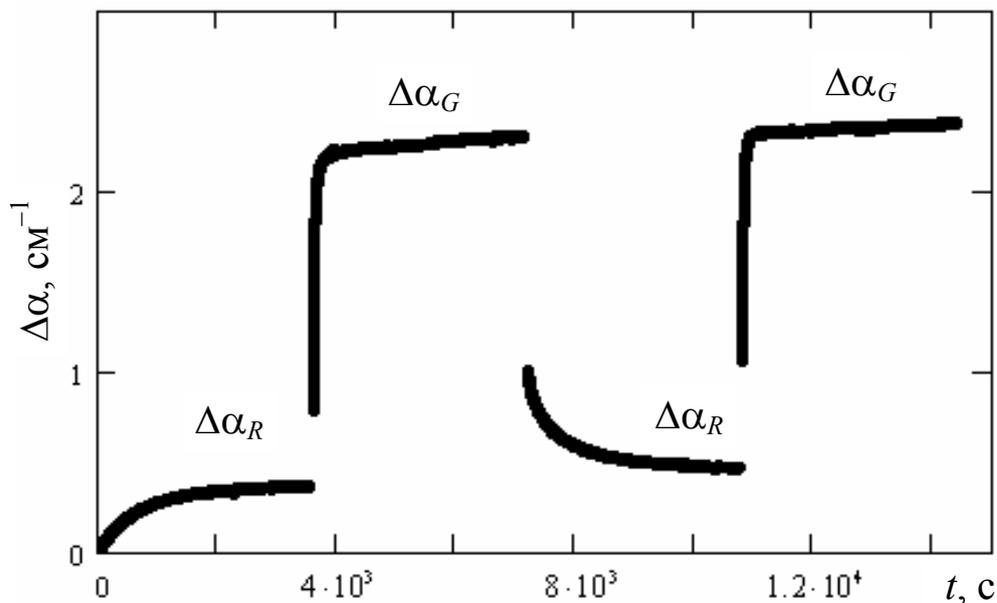


Рис. 3.10. Временная эволюция фотоиндуцированного поглощения для красного ($\Delta\alpha_R$) и зеленого ($\Delta\alpha_G$) света при двух циклах последовательной засветки кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ излучением с длинами волн $\lambda_R = 660$ нм и $\lambda_G = 505$ нм

Влияние подсветки на одной длине волны на коэффициент поглощения на другой иллюстрируется на рис. 3.11, где представлена динамика фотоиндуцированного поглощения $\Delta\alpha_G(t)$ и

$\Delta\alpha_R(t)$ в кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ при чередовании излучений «зеленое – красное – зеленое – красное», для $I_{G0} = 2,5 \text{ мВт/см}^2$ и $I_{R0} = 19 \text{ мВт/см}^2$. Как и для экспериментов, описанных выше, скорость фотоиндуцированных изменений собственного поглощения существенно выше для зеленого света, чем для красного излучения (см. рис. 3.10 и 3.11). Необходимо отметить, что при переходе к длинноволновому (красному) свету после освещения кристалла коротковолновым (зеленым) излучением происходит просветление кристалла.

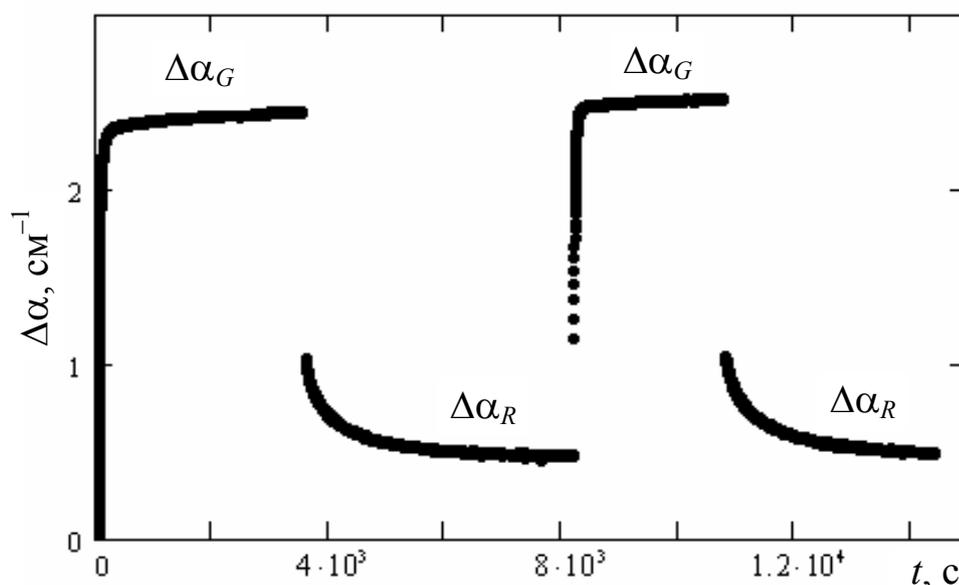


Рис. 3.11. Временная эволюция фотоиндуцированного поглощения для красного ($\Delta\alpha_R$) и зеленого ($\Delta\alpha_G$) света при двух циклах последовательной засветки кристалла $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ излучением с длинами волн $\lambda_G = 505 \text{ нм}$ и $\lambda_R = 660 \text{ нм}$

Для определения изменений коэффициента поглощения $\alpha_R(t)$ зеленым излучением был проведен эксперимент, в котором образец $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ засвечивался слабым красным излучением с интенсивностью $I_{R0} = 1,3 \text{ мВт/см}^2$. Фильтры $F1$ и $F2$, установленные перед фотодиодами $PD1$ и $PD2$ (см. рис. 3.1), отсекали коротковолновое зеленое излучение. Подсветка кристалла зеленым излучением ($I_{G0} = 1,5 \text{ мВт/см}^2$), включаемая в момент времени $t = 580 \text{ с}$ (рис. 3.12), приводила к быстрому росту изменений в поглощении на красном свете до значений

$\Delta\alpha_R \sim 0,9 \text{ см}^{-1}$ за время $\sim 200 \text{ с}$. Анализ приведенных на рис. 3.10 и 3.11 данных показывает, что такая скорость роста характерна для изменений поглощения кристалла $\Delta\alpha_G(t)$, наводимых зеленым излучением.

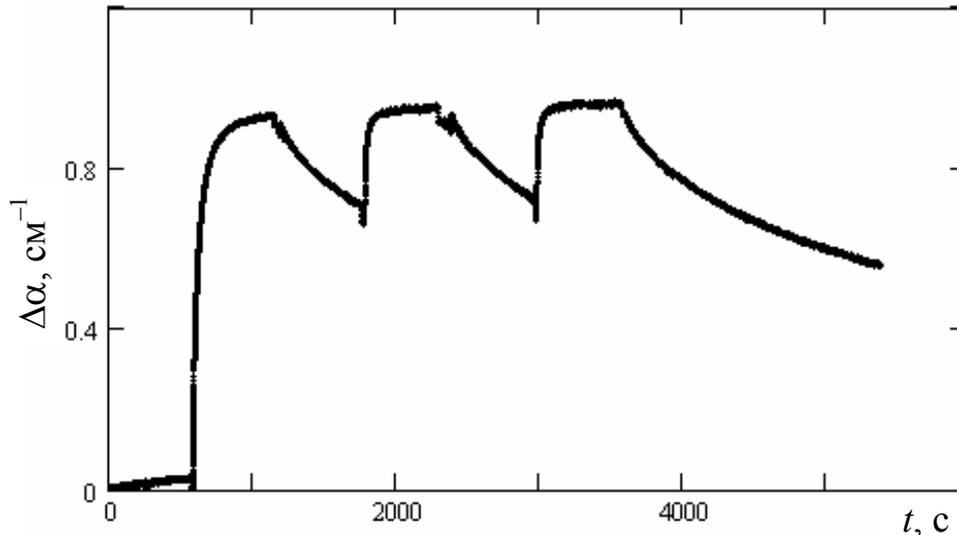


Рис. 3.12. Динамика изменений в поглощении для света с длиной волны $\lambda_R = 660 \text{ нм}$ при подсветке кристалла $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ излучением с длиной волны $\lambda_G = 505 \text{ нм}$. Подсветка включена в периоды времени 580–1180 с, 1780–2380 с, 3000–3600 с

Таким образом, проведенные эксперименты свидетельствуют о следующих характерных особенностях фотоиндуцированного поглощения света в кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$.

1. Изменения в поглощении наводятся светом не только для собственной длины волны, но и в некоторой области видимого спектра. Характерно, что длинноволновое (красное) излучение приводит к большим изменениям в поглощении для коротковолновой компоненты (в нашем случае — для зеленого света), чем для собственного поглощения.

2. Скорость роста поглощения примерно одинакова для всего спектра и определяется длиной волны излучения, которая его индуцирует.

3. Длинноволновое излучение уменьшает уровень наведенных коротковолновым светом изменений в поглощении.

3.6. Теоретическая модель фотоиндуцированного поглощения в кристаллах титаната висмута при двухцветном облучении и n-типе темновой проводимости

Описанные выше особенности фотоиндуцированного поглощения света могут быть описаны на основе теоретической модели, предложенной в работе автора [23] и предполагающей, что в кристалле наряду с фотоактивными донорными центрами одного типа существуют и ловушечные центры другого типа, которые не являются мелкими; при этом системы донорных и ловушечных центров характеризуются своим энергетическим спектром. Стационарная заселенность уровней для систем донорных и ловушечных центров в темновых условиях уменьшается с ростом их энергетического положения относительно потолка валентной зоны.

Под действием освещения происходит генерация электронов в зону проводимости с донорных центров и заполненных электронами ловушек. В результате рекомбинации электронов происходит их перераспределение по донорным и ловушечным центрам. Ввиду того, что сечение фотоионизации ловушек больше, чем сечение фотоионизации доноров, в кристалле изменяется оптическое поглощение.

Первая из отмеченных в подразд. 3.5 наблюдаемых экспериментально особенностей может быть связана с тем, что после фотовозбуждения электронов с донорных центров, энергетическое положение уровней которых позволяет осуществить его красным светом, электроны могут рекомбинировать и на более глубокие ловушки, с которых далее они могут фотовозбуждаться только зеленым светом. Влияние облучения светом с одной длиной волны на поглощение кристаллом на другой длине волны и характер этих явлений свидетельствуют также и о том, что в каждой из рассматриваемых систем центров существуют внут-

рицентровые переходы, а рекомбинация электронов имеет более высокую скорость для низколежащих уровней, определяющих поглощение коротковолнового излучения.

Релаксация заселенности уровней к равновесным значениям в темновых условиях возможна при наличии темновой проводимости электронного или дырочного типа.

Для математического описания наблюдаемых экспериментально в подразд. 3.5 эффектов в работе [23] предложена теоретическая модель, в рамках которой авторы ограничивались анализом воздействия на кристалл излучений на длинах волн $\lambda_R = 660$ нм и $\lambda_G = 505$ нм. Это позволило заменить совокупность всех энергетических состояний системы двумя дискретными уровнями с энергиями $E_G = E_g - h\nu_G$ и $E_R = E_g - h\nu_R$, отсчитываемыми от потолка валентной зоны (рис. 3.13), где через E_g здесь обозначена ширина запрещенной зоны, а через $h\nu_R$ и $h\nu_G$ — энергия квантов света. В работе [23] рассматривалась темновая проводимость электронного типа как наиболее простая для математического моделирования. Она обеспечивается конечными скоростями термического возбуждения β_D и β_T электронов с доноров (D) и ловушек (T) соответственно. Поскольку между верхним (2) и нижним (1) уровнем каждой системы существуют внутрицентровые переходы со скоростями Γ_{gr} и Γ_{rg} (доноры) γ_{gr} и γ_{rg} (ловушки), то достаточно учесть термическое возбуждение, например только с нижних уровней, и рекомбинацию электронов на верхние состояния дефектов.

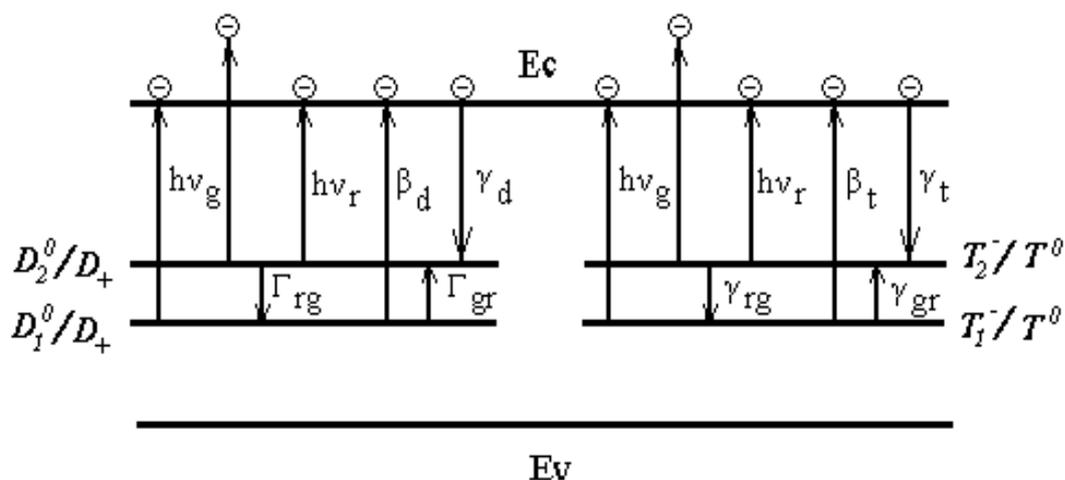


Рис. 3.13. Схема энергетических уровней в запрещенной зоне кристалла, включающая донорный (D) и ловушечный (T) центры, при темновой проводимости электронного типа

Таким образом, в темновых условиях в кристалле имеются и нейтральные, и ионизированные доноры, а часть ловушечных центров заселена электронами. Начальное поглощение кристалла для красного света определяется фотовозбуждением электронов с верхних уровней:

$$\alpha_{R0} = h\nu_R \left(S_{Dr} N_{D2}^{(d)} + S_{Tr} M_{T2}^{(d)} \right), \quad (3.10)$$

где S_{Dr} и S_{Tr} — сечения фотоионизации доноров и ловушек для красного света; $N_{D2}^{(d)}$ и $M_{T2}^{(d)}$ — концентрации донорных и ловушечных центров, с которых электроны могут возбуждаться используемым красным светом в зону проводимости в темновых условиях.

Зеленое излучение переводит в зону проводимости электроны как с верхних, так и с нижних уровней, и характеризуется начальным поглощением

$$\alpha_{G0} = h\nu_G \left[S_{Dg} \left(N_{D1}^{(d)} + N_{D2}^{(d)} \right) + S_{Tg} \left(M_{T1}^{(d)} + M_{T2}^{(d)} \right) \right], \quad (3.11)$$

где для простоты принято, что сечения фотоионизации для зеленого света у доноров (S_{Dg}) и ловушек (S_{Tg}) не зависят от положения уровней, и «темновые» концентрации доноров и ловушек на нижних уровнях обозначены как $N_{D1}^{(d)}$ и $M_{T1}^{(d)}$ соответственно.

Распределение донорных и ловушечных центров по уровням в рассматриваемой модели с учетом процессов термической генерации электронов в зону проводимости и их рекомбинации не должно следовать принципу детального равновесия в темновых условиях даже при фиксированной температуре. Как известно [38], наиболее чувствительными к изменению температуры параметрами являются скорости термического возбуждения электронов, в нашем случае — β_D и β_T . Поэтому начальные значения коэффициентов поглощения α_{R0} и α_{G0} при различающихся сечениях фотоионизации для доноров и ловушек должны иметь сильную температурную зависимость. Отметим, что для силиката висмута зафиксированные ранее экспериментально из-

менения коэффициента поглощения на длине волны 514,5 нм составляют от 1,5 до 1,9 см⁻¹ при изменении температуры от 295 до 345 К [49].

Освещение кристалла вызывает перераспределение существовавшего в темноте равновесного распределения зарядов по уровням в системах донорных и ловушечных центров. Как следствие, это приводит к фотоиндуцированным изменениям коэффициентов поглощения для света из красной и зеленой областей спектра. Скоростные уравнения, учитывающие изображенные на рис. 3.13 переходы и описывающие изменения концентраций частиц на соответствующих уровнях, имеют вид [23]

$$\frac{dN_{D1}}{dt} = \Gamma_{rg}N_{D2} - \Gamma_{gr}N_{D1} - \beta_D N_{D1} - S_{Dg}I_G N_{D1}, \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_{D2}}{dt} = & \Gamma_{gr}N_{D1} - \Gamma_{rg}N_{D2} + \gamma_D n (N_D - N_{D1} - N_{D2}) - \\ & - S_{Dg}I_G N_{D2} - S_{Dr}I_R N_{D2}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\frac{dM_{T1}}{dt} = \gamma_{rg}M_{T2} - \gamma_{gr}M_{T1} - \beta_T M_{T1} - S_{Tg}I_G M_{T1}, \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{dM_{T2}}{dt} = & \gamma_{gr}M_{T1} - \gamma_{rg}M_{T2} + \gamma_T n (M_T - M_{T1} - M_{T2}) - \\ & - S_{Tg}I_G M_{T2} - S_{Tr}I_R M_{T2}, \end{aligned} \quad (3.15)$$

где N_D и M_T — полные концентрации центров в донорной и ловушечной системах соответственно; n — концентрация электронов в зоне проводимости; γ_D и γ_T — коэффициенты рекомбинации электронов на ионизированные доноры и пустые ловушки; I_R и I_G — интенсивности красного и зеленого света.

Используя далее закон сохранения заряда в виде

$$N_D - N_{D1} - N_{D2} - M_{T1} - M_{T2} - n = 0 \quad (3.16)$$

и приближение адиабатичности ($dn/dt = 0$), из уравнений (3.12)–(3.15) находим концентрацию электронов в зоне проводимости:

$$n = \frac{(S_{Dr}N_{D2} + S_{Tr}M_{T2})I_R + [S_{Dg}(N_{D1} + N_{D2}) + S_{Tg}(M_{T1} + M_{T2})]I_G}{\gamma_D(N_D - N_{D1} - N_{D2}) + \gamma_T(M_T - M_{T1} - M_{T2})} +$$

$$+ \frac{\beta_D N_{D1} + \beta_T M_{T1}}{\gamma_D (N_D - N_{D1} - N_{D2}) + \gamma_T (M_T - M_{T1} - M_{T2})}. \quad (3.17)$$

Система уравнений (3.12)–(3.17) позволяет описать временную эволюцию населенностей энергетических уровней для используемой упрощенной модели дефектных центров кристалла при воздействии на него излучением на двух длинах волн. Коэффициенты поглощения кристалла для длинноволнового и коротковолнового света в этом случае могут быть найдены как

$$\alpha_R = h\nu_R (S_{Dr} N_{D2} + S_{Tr} M_{T2}), \quad (3.18)$$

$$\alpha_G = h\nu_G [S_{Dg} (N_{D1} + N_{D2}) + S_{Tg} (M_{T1} + M_{T2})]. \quad (3.19)$$

Применение рассматриваемой модели к анализу экспериментальных данных затруднено тем, что соответствующие материальные параметры исследуемых кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ не известны. Один из возможных наборов таких параметров, при котором теория воспроизводит характерные особенности поведения коэффициентов поглощения кристаллов при их засветке излучением с длинами волн 660 и 505 нм [23]:

$$\begin{aligned} N_D &= 2 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}, \quad M_T = 4,5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}, \\ S_{Dr} &= S_{Dg} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{Дж}, \quad S_{Tr} = S_{Tg} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{Дж}, \\ \beta_D &= 5 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}, \quad \beta_T = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}, \\ \gamma_D &= 10^{-18} \text{ м}^3/\text{с}, \quad \gamma_T = 3 \cdot 10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}, \\ \Gamma_{rg} &= 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}, \quad \Gamma_{gr} = 1,27 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}, \\ \gamma_{rg} &= 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}, \quad \gamma_{gr} = 9,2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}. \end{aligned}$$

При данных параметрах начальный коэффициент поглощения кристалла для зеленого света равен $4,6 \text{ см}^{-1}$, что по порядку величины согласуется с экспериментальным значением $\alpha_{G0} = 9,3 \text{ см}^{-1}$. Начальное поглощение для красного света, равное $0,05 \text{ см}^{-1}$, не противоречит экспериментальной оценке $\alpha_{R0} < 0,1 \text{ см}^{-1}$.

Численный анализ фотоиндуцированных изменений в поглощении $\Delta\alpha_R(t)$ и $\Delta\alpha_G(t)$ проведен в [23] с использованием

$$= \text{мВт/см}^2$$

и $I_{G0} = 0,12 \text{ мВт/см}^2$, несколько меньших, чем экспериментальные значения. Динамика фотоиндуцированного поглощения $\Delta\alpha_R(t)$ (пунктирная кривая) и $\Delta\alpha_G(t)$ (сплошная кривая) для чередования засвечивающих кристалл излучений «красное – зеленое – красное – зеленое» и соответствующих эксперименту (см. рис. 3.10) временных интервалов представлена на рис. 3.14. Соответствующие эксперименту с последовательностью засветки «зеленое – красное – зеленое – красное» (см. рис. 3.11) теоретические кривые показаны на рис. 3.15.

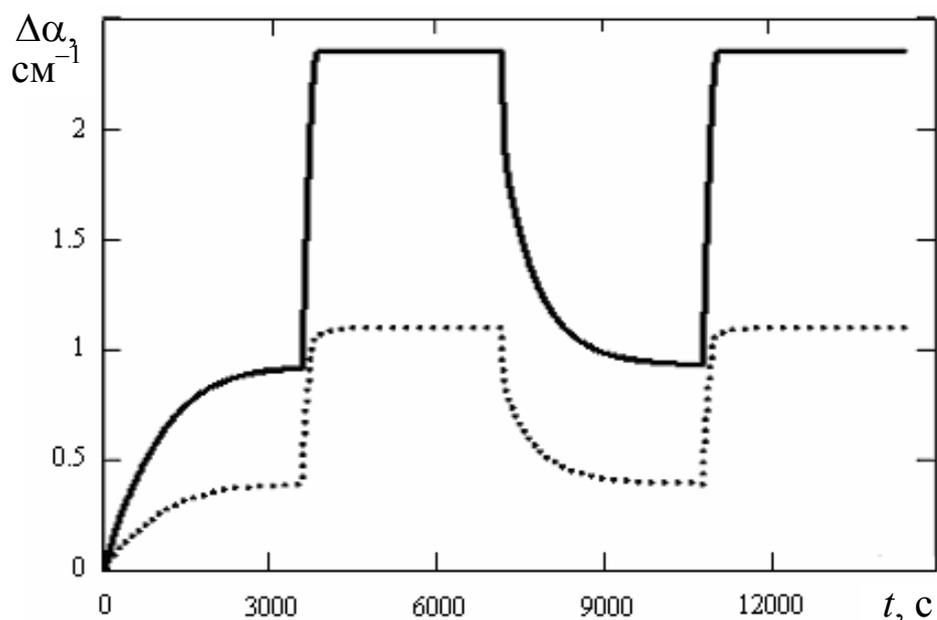


Рис. 3.14. Расчетная зависимость эволюции фотоиндуцированного поглощения для красного ($\Delta\alpha_R(t)$, пунктирная кривая) и зеленого ($\Delta\alpha_G(t)$, сплошная кривая) света при чередовании засвечивающих кристалл $\text{Вi}_{12}\text{ТiO}_{20}:\text{Са}$ излучений «красное – зеленое – красное – зеленое»

Качественное сходство теоретических зависимостей (рис. 3.14 и 3.15) с результатами экспериментов для красного и зеленого света (см. рис. 3.10, 3.11) хорошо прослеживается по ряду характерных особенностей. Отметим, например, что красное излучение изменяет поглощение кристалла для зеленого света в большей степени, чем собственное поглощение, как на стадии его роста, так и при релаксации к более низким стационарным значениям. Рост поглощения красного света, вызванный

зеленым излучением, сменяется уменьшением $\Delta\alpha_R$ после выключения зеленого света и включения красного. Теория подтверждает и отмечавшийся выше факт, что зеленое излучение, значительно меньшее по интенсивности, вызывает гораздо более быстрый рост поглощения кристалла, чем красный свет, на этих двух длинах волн.

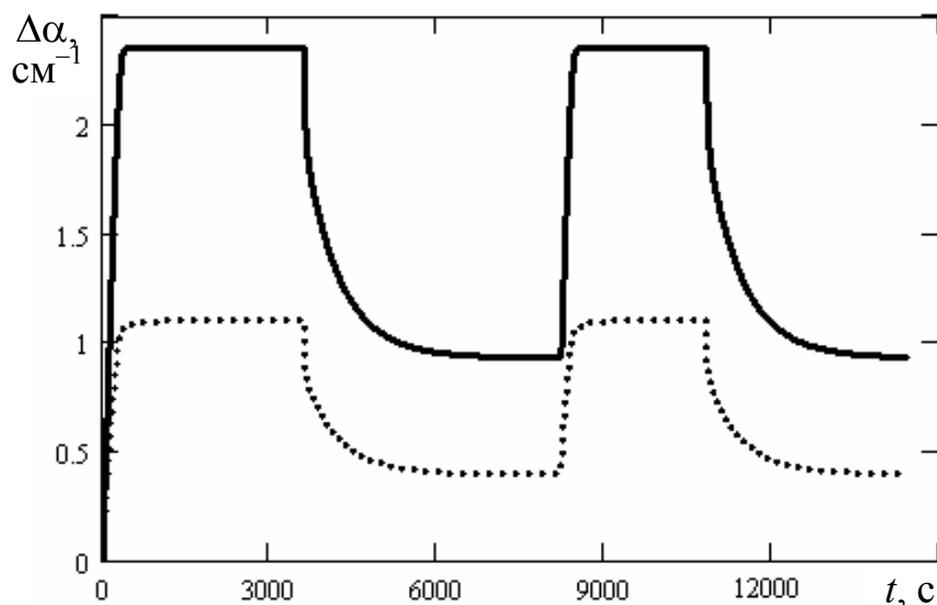


Рис. 3.15. Расчетная зависимость эволюции фотоиндуцированного поглощения для красного ($\Delta\alpha_R(t)$, пунктирная кривая) и зеленого ($\Delta\alpha_G(t)$, сплошная кривая) света при чередовании засвечивающих кристалл $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ излучений «зеленое – красное – зеленое – красное»

3.7. Экспериментальные исследования динамики фотоиндуцированного поглощения в номинально чистых кристаллах $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ с различной стехиометрией

В экспериментах исследовались три номинально чистых образца $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза (110), которые характеризовались содержанием TiO_2 в расплаве на момент кристаллизации данного участка монокристаллической були 5,6, 7,8 и 9,8 мол. % соответственно [24–26]. Облучение кристаллов проводилось некоге-

рентным узкополосным излучением полупроводниковых светодиодов с длинами волн 660 и 505 нм.

Измерения начальных коэффициентов поглощения кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ на длинах волн 505 и 660 нм при комнатной температуре показали, что они увеличиваются с обеднением расплава диоксидом титана. Для образцов с содержанием TiO_2 в расплаве на момент кристаллизации 5,6, 7,8 и 9,8 мол. % получены соответственно следующие значения коэффициентов поглощения: $\alpha_{R0} = 1,0, 0,9$ и $0,7 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda_R \approx 660 \text{ нм}$) и $\alpha_{G0} = 8,6, 7,2$ и $6,9 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda_G \approx 505 \text{ нм}$).

На рис. 3.16 представлены результаты экспериментов, отражающих динамику изменения фотоиндуцированного поглощения в кристаллах с различной стехиометрией при их освещении светом с длиной волны $\lambda \approx 660 \text{ нм}$ ($I_R \approx 45,3 \text{ мВт/см}^2$). Хорошо заметно, что скорость роста и величина уровня насыщения фотоиндуцированного поглощения существенно зависят от стехиометрии кристалла. Так, в кристалле с наименьшим содержанием TiO_2 (5,6 мол. %), рост поглощения на начальном участке достигал $\Delta\alpha \sim 0,33 \text{ см}^{-1}$ за время $\sim 1600 \text{ с}$. В кристалле с наибольшим содержанием TiO_2 (9,8 мол.%) изменения $\Delta\alpha$ выражены наиболее слабо (изменения $\Delta\alpha \sim 0,26 \text{ см}^{-1}$ достигаются за время $\sim 2600 \text{ с}$).

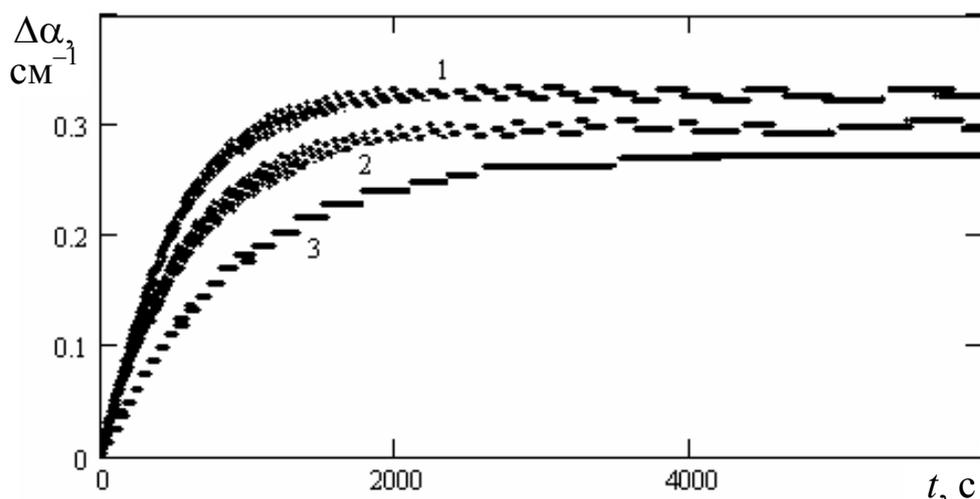
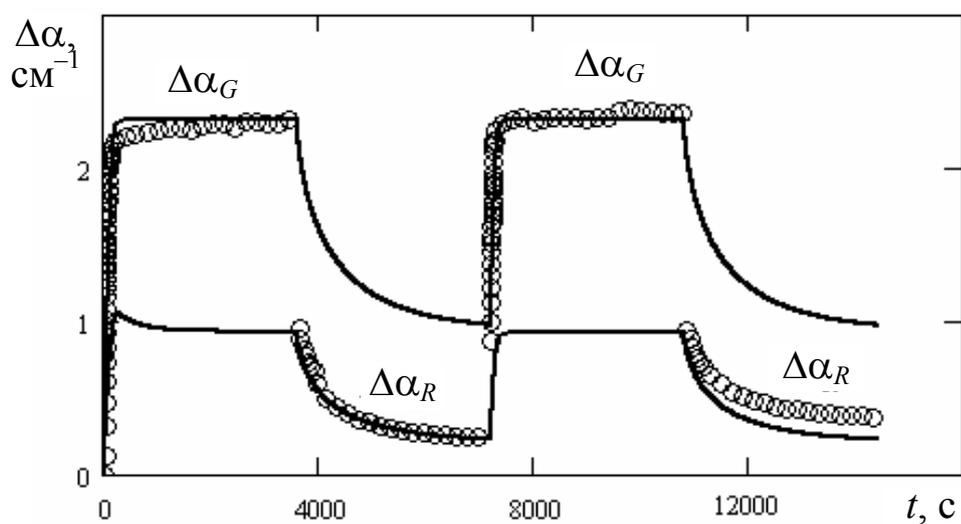
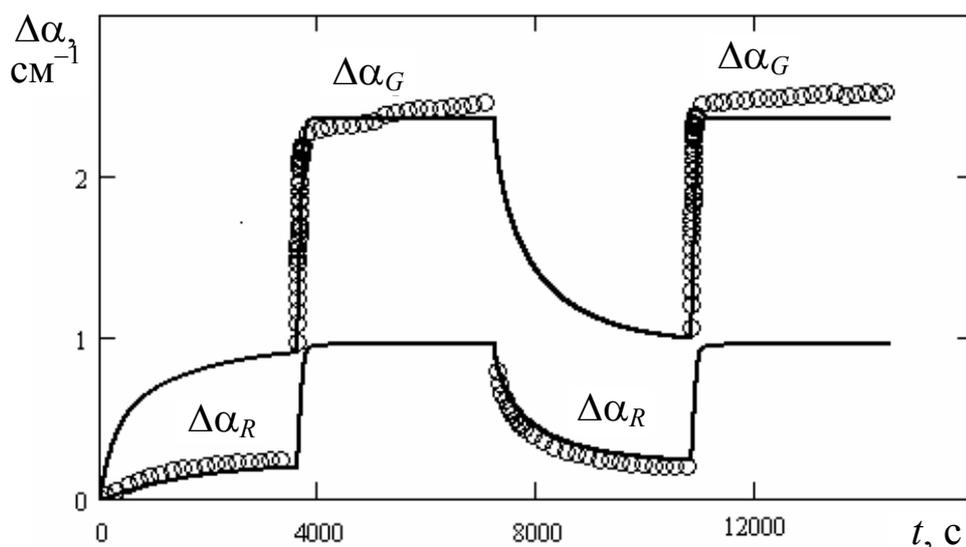


Рис. 3.16. Динамика фотоиндуцированного поглощения для красного света в нелегированных кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ с содержанием TiO_2 в расплаве на момент кристаллизации 5,6 мол. % (кривая 1), 7,8 мол. % (кривая 2), 9,8 мол. % (кривая 3)

Временная эволюция фотоиндуцированного поглощения для красного ($\Delta\alpha_R$) и зеленого ($\Delta\alpha_G$) света при двух циклах последовательной засветки кристаллов излучением с длинами волн $\lambda_G = 505$ нм ($I_R = 6,5$ мВт/см²) и $\lambda_R = 660$ нм ($I_R = 15$ мВт/см²) представлена кружками на рис. 3.17 и 3.18. Детальное сравнение зависимостей, приведенных на рис. 3.17 и 3.18, показывает, что величина изменений коэффициента поглощения коротковолнового (зеленого) света $\Delta\alpha_G$ также существенно зависит от стехиометрии кристалла.



a



б

Рис. 3.17. Временная эволюция фотоиндуцированного поглощения для красного ($\Delta\alpha_R$) и зеленого ($\Delta\alpha_G$) света при двух циклах последовательной засветки кристалла

с содержанием TiO_2 5,6 мол. % излучением с длинами волн $\lambda_R = 660$ нм и $\lambda_G = 505$ нм: чередование излучений «зеленое – красное – зеленое – красное» (а); чередование излучений «красное – зеленое – красное – зеленое» (б)

Наибольшие изменения $\Delta\alpha_G \approx 2,4 \text{ см}^{-1}$ наблюдаются в образце с наименьшим содержанием TiO_2 (5,6 мол. %), а наименьшие, $\Delta\alpha_G \approx 1,3 \text{ см}^{-1}$ — в образце с содержанием TiO_2 9,8 мол. %.

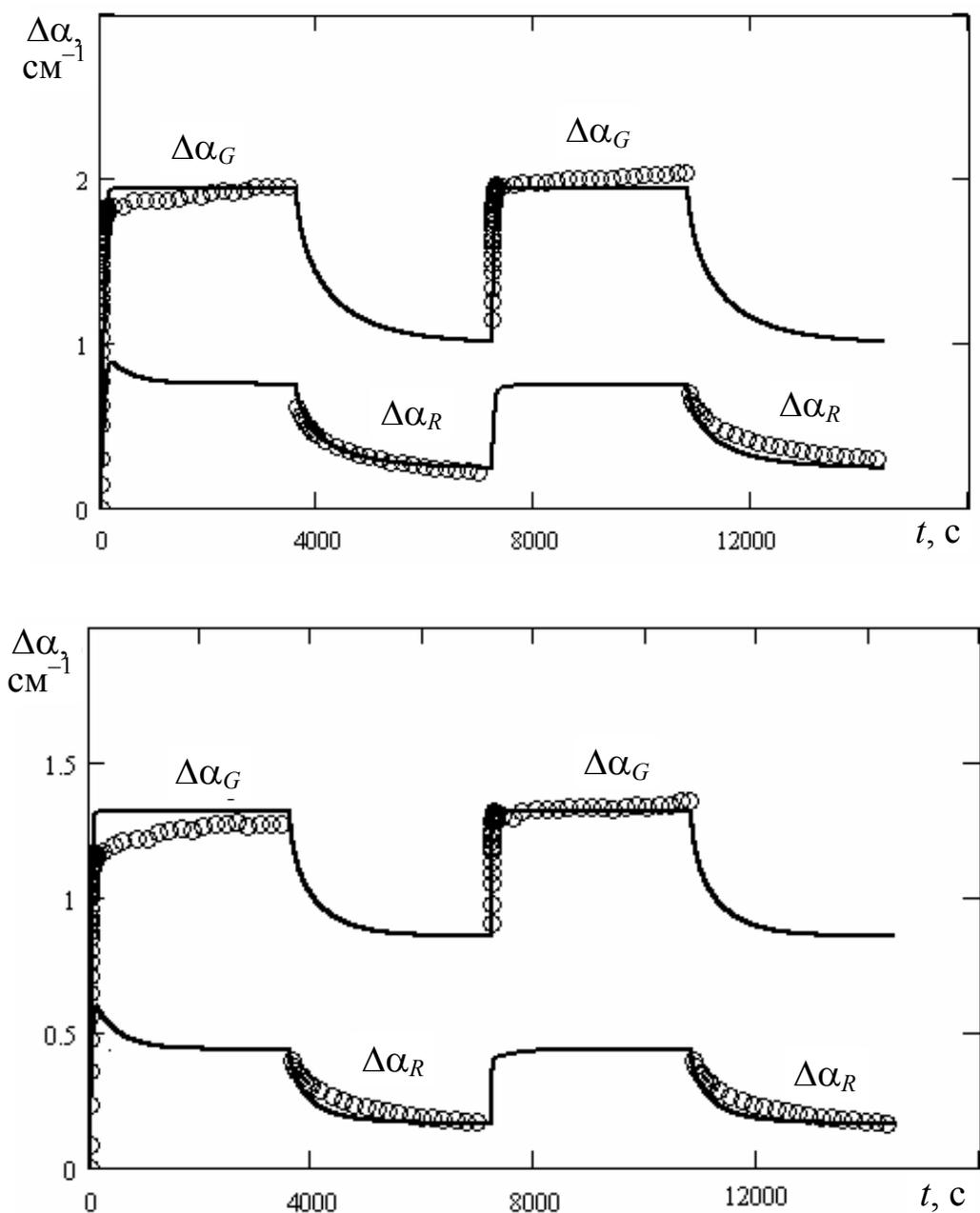


Рис. 3.18. Временная эволюция фотоиндуцированного поглощения для красного ($\Delta\alpha_R$) и зеленого ($\Delta\alpha_G$) света

при двух циклах последовательной засветки кристаллов с содержанием TiO_2 7,8 мол. % (а) и 9,8 мол. % (б) излучением с длинами волн $\lambda_R = 660$ нм и $\lambda_G = 505$ нм. Чередование излучений «зеленое – красное – зеленое – красное»

Для определения изменений коэффициента поглощения $\alpha_R(t)$ зеленым излучением был проведен эксперимент, в котором образец $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ с наименьшим содержанием TiO_2 (5,6 мол. %) засвечивался слабым красным излучением с интенсивностью $I_{R0} = 2,5$ мВт/см². Подсветка кристалла зеленым излучением ($I_{G0} = 3,5$ мВт/см²), включаемая в момент времени $t = 5400$ с (рис. 3.19), приводила к быстрому росту изменений в поглощении на красном свете $\Delta\alpha_R$ до значений $\sim 0,9$ см⁻¹ за время ~ 200 с. Такая скорость роста характерна для изменений поглощения кристалла $\Delta\alpha_G(t)$, наводимых зеленым излучением.

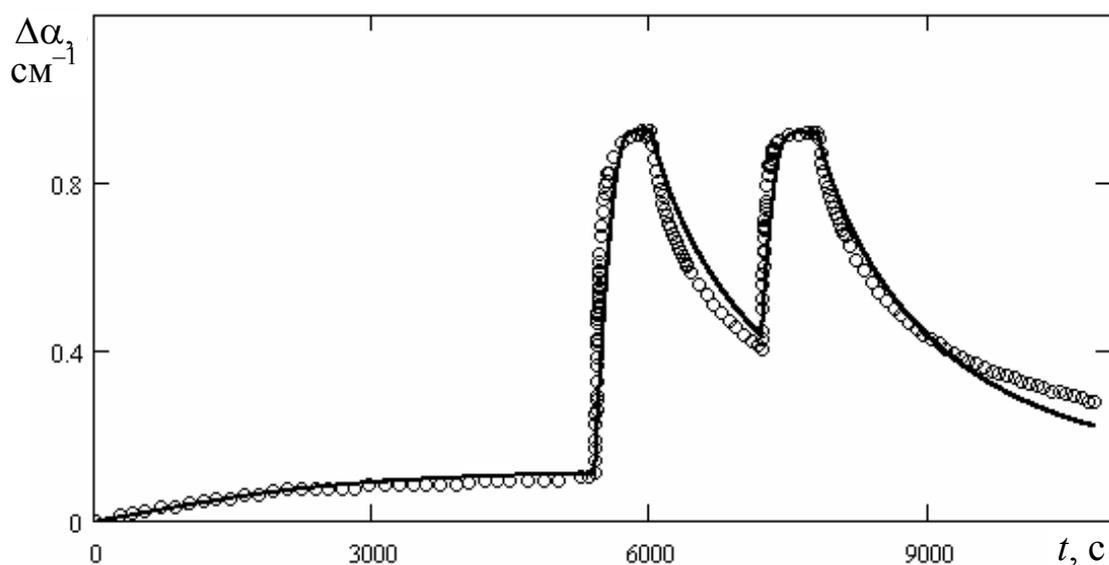


Рис. 3.19. Временная эволюция фотоиндуцированного поглощения в кристалле титаната висмута (5,6 мол. % TiO_2) для красного света с длиной волны $\lambda_R = 660$ нм при подсветке кристалла излучением с длиной волны $\lambda_G = 505$ нм. Подсветка включена в периоды времени 5400–6000 с и 7200–7800 с

Анализ экспериментов при двуцветном облучении нелегированных кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, имеющих различную стехиометрию (см. рис.3.17–3.19), показывает, что характерные особенности динамики фотоиндуцированного поглощения для всех

исследуемых образцов аналогичны отмеченным в подразд. 3.2 для кристалла титаната висмута, легированного кальцием. Так, для всех исследуемых кристаллов величина изменений коэффициента поглощения коротковолнового (зеленого) света $\Delta\alpha_G$ существенно выше, чем величина изменений коэффициента поглощения длинноволнового (красного) света $\Delta\alpha_R$; длинноволновое (красное) излучение уменьшает уровень наведенных коротковолновым (зеленым) светом изменений в поглощении; скорость роста поглощения примерно одинакова для всего исследуемого спектра и определяется длиной волны излучения, которая его индуцирует.

Таким образом, проведенные эксперименты свидетельствуют о следующих особенностях фотоиндуцированных явлений в исследованных кристаллах титаната висмута.

1. Поведение фотоиндуцированного поглощения при двухцветном облучении нелегированных кристаллов, имеющих дефицит по содержанию TiO_2 , и кристаллов, легированных кальцием, носит общий характер. Это свидетельствует о существовании в монокристаллах титаната висмута оптических центров, ответственных за фотоиндуцированные явления и не являющихся примесными. Подобными центрами могут быть собственные дефекты кристаллической решетки, концентрация которых в кристаллах титаната висмута сравнительно велика [6, 50, 51].

2. Усиление фотохромных свойств с ростом дефицита диоксида титана TiO_2 в кристаллической решетке титаната висмута свидетельствует о том, что такими центрами в оптическом диапазоне 505–660 нм могут быть вакансии Ti , влияние концентрации которых на циркулярный дихроизм установлено в работе [52], или кислородные вакансии, рассматриваемые как центры фотохромного эффекта в работах [6, 53].

3.8. Теоретическая модель фотоиндуцированного поглощения в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при p -типе темновой проводимости

В настоящее время не существует единого мнения о механизме темновой проводимости нелегированных силленитов. Ряд авторов считает его дырочным (p -тип) [54–59], хотя в [60, 61]

сделан вывод о n -типе темновой проводимости. В подразд. 3.6 для описания динамики фотоиндуцированного поглощения при двухцветном облучении кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ использовано предположение об электронном механизме темновой проводимости, позволившее существенно упростить математическую модель явления и ограничиться минимально возможным набором материальных параметров. Однако релаксация наведенного поглощения за счет темновой проводимости дырочного типа для используемых излучений с энергиями квантов 2,17 эВ ($\lambda = 570$ нм) и 2,45 эВ ($\lambda = 505$ нм) при ширине запрещенной зоны $\sim 3,1$ эВ представляется более обоснованной. Действительно, расстояние нижнего уровня D_1^0/D_+ и T_1^-/T_0 от потолка валентной зоны для рассматриваемых систем донорных и ловушечных центров (рис. 3.13) составляет в этом случае всего 0,65–0,93 эВ. Поэтому процессы термического возбуждения дырок в валентной зоне за счет захвата электронов на данном уровне имеют существенно большую вероятность, чем термическое возбуждение электронов с этого уровня в зону проводимости.

В работе [26] для математического описания наблюдаемых экспериментально эффектов в номинально чистых кристаллах титаната висмута использована модель с темновой проводимостью дырочного типа. Она обеспечивается конечными скоростями термического возбуждения β_D и β_T и рекомбинацией с эффективностью γ_{Dp} и γ_{Tp} между валентной зоной и нижними уровнями донорного (D) и ловушечного (T) центров (рис. 3.20). Как и для модели, описанной в подразд. 3.6, между верхним (2) и нижним (1) уровнем каждой системы существуют внутрицентровые переходы со скоростями Γ_{rg}^D , Γ_{gr}^D (для доноров), Γ_{rg}^T , Γ_{gr}^T (для ловушек).

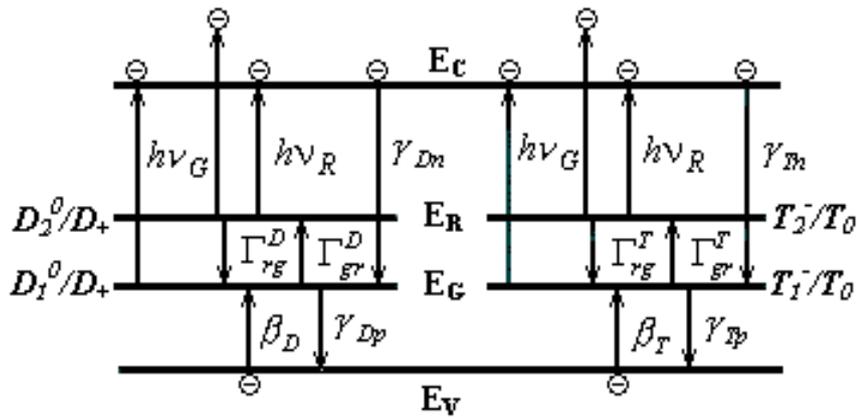


Рис. 3.20. Схема энергетических уровней в запрещенной зоне кристалла, включающая донорный (D) и ловушечный (T) центры, при темновой проводимости дырочного типа.

Стрелками показаны возможные переходы

Освещение кристалла вызывает возбуждение электронов с нейтральных доноров и заполненных ловушек в зону проводимости и перераспределение существовавшего в темноте равновесного распределения зарядов. Для упрощения модели будем полагать, что за счет рекомбинации электронов из зоны проводимости с эффективностью γ_{Dn} и γ_{Tn} изменяется концентрация ионизированных доноров и пустых ловушек только на нижних уровнях соответствующих центров.

Как и ранее (см. подразд. 3.6), полагалось, что поглощение кристаллом красного света определяется фотовозбуждением электронов только с верхних уровней, поглощение зеленого света — фотовозбуждением как с верхних, так и с нижних уровней. Скоростные уравнения, учитывающие изображенные на рис. 3.20 переходы и описывающие изменения концентраций частиц на уровнях D_2^0/D_+ , D_1^0/D_+ , T_2^-/T_0 , T_1^-/T_0 , имеют вид [26]:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{D1}}{dt} = & \Gamma_{rg}^D N_{D2} - (\Gamma_{gr}^D - S_{Dg} I_G - \gamma_{Dp} p) N_{D1} + \\ & + (\beta_D + \gamma_{Dn} n) (N_D - N_{D1} - N_{D2}), \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\frac{dN_{D2}}{dt} = \Gamma_{gr}^D N_{D1} - (\Gamma_{rg}^D - S_{Dg} I_G - S_{Dr} I_r) N_{D2}, \quad (3.21)$$

$$\frac{dM_{T1}}{dt} = \Gamma_{rg}^T M_{T2} - (\Gamma_{gr}^T - S_{Tg} I_G - \gamma_{Tp} p) M_{T1} +$$

$$+ (\beta_T + \gamma_{Tn}n)(M_T - M_{T1} - M_{T2}), \quad (3.22)$$

$$\frac{dM_{T2}}{dt} = \Gamma_{gr}^T M_{T1} - (\Gamma_{rg}^T - S_{Tg}I_G - S_{Tr}I_R)M_{T2}, \quad (3.23)$$

где n и p — концентрация электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне соответственно.

Используя далее закон сохранения заряда в виде

$$N_D - N_{D1} - N_{D2} - M_{T1} - M_{T2} - n + p = 0, \quad (3.24)$$

приближение адиабатичности ($dn/dt = 0$ и $dp/dt = 0$) и низкой интенсивности света, когда $n, p \ll N_D, N_{D1}, N_{D2}, M_{T1}, M_{T2}$, из уравнений (2.20)–(2.24) находим концентрацию электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне:

$$n = \frac{(S_{Dr}N_{D2} + S_{Tr}M_{T2})I_R + [S_{Dg}(N_{D1} + N_{D2}) + S_{Tg}(M_{T1} + M_{T2})]I_G}{\gamma_{Dn}(N_D - N_{D1} - N_{D2}) + \gamma_{Tn}(M_T - M_{T1} - M_{T2})}, \quad (3.25)$$

$$p = \frac{\beta_D(N_D - N_{D1} - N_{D2}) + \beta_T(M_T - M_{T1} - M_{T2})}{\gamma_{Dp}N_{D1} + \gamma_{Tp}M_{T1}}. \quad (3.26)$$

Коэффициенты поглощения для длинноволнового и коротковолнового света кристаллом в этом случае могут быть найдены по формулам (3.18) и (3.19).

Численный анализ эволюции фотоиндуцированных изменений коэффициентов поглощения $\Delta\alpha_R(t)$ и $\Delta\alpha_G(t)$ для нелегированных кристаллов с различной стехиометрией с использованием уравнений (3.20)–(3.26) был проведен в работе [26] для интенсивностей $I_{R0} = 15$ мВт/см² и $I_{G0} = 6,5$ мВт/см², соответствующих экспериментальным значениям. Теоретические зависимости, представленные на рис. 3.17 и 3.18 сплошными кривыми, рассчитывались при следующих материальных параметрах кристалла:

$$\begin{aligned} N_D &= 8,2 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}, \\ S_{Dr} &= S_{Dg} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{Дж}, \quad S_{Tr} = S_{Tg} = 5,6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{Дж}, \\ \beta_D &= 8 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}, \\ \gamma_{Dn} &= 2 \cdot 10^{-18} \text{ м}^3/\text{с}, \quad \gamma_{Tn} = 3,7 \cdot 10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}, \end{aligned}$$

$$\gamma_{Dp} = 2 \cdot 10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}, \quad \gamma_{Tp} = 16 \cdot 10^{-17} \text{ м}^3/\text{с},$$

$$\Gamma_{rg}^D = 8 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}, \quad \Gamma_{gr}^D = 5,76 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1},$$

$$\Gamma_{rg}^T = 0,2 \text{ с}^{-1}, \quad \Gamma_{gr}^T = 0,148 \text{ с}^{-1}.$$

Полная концентрация центров M_T и скорость термического возбуждения β_T в ловушечной системе имели различную величину для кристаллов с различной стехиометрией. Эти параметры приведены в табл. 3.3.

При выбранных параметрах теоретическая модель хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными для последовательного облучения светом на двух длинах волн для всех трех кристаллов (рис. 3.17 и 3.18). Рассчитанные по формулам (3.17) и (3.18) начальные коэффициенты поглощения для красного ($\alpha_{R0} = 0,75, 0,69$ и $0,61 \text{ см}^{-1}$) и зеленого света ($\alpha_{G0} = 7,1, 6,9$ и $6,8 \text{ см}^{-1}$) для кристаллов с содержанием TiO_2 в расплаве на момент кристаллизации 5,6, 7,8 и 9,8 мол. % соответственно близки к измеренным экспериментально.

Таблица 3.3

Параметры нестехиометрических кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, используемые при расчете динамики фотоиндуцированного поглощения

Содержание TiO_2 в расплаве на момент кристаллизации (мол. %)	M_T (м^{-3})	β_T (с^{-1})
5,6	$2,5 \cdot 10^{25}$	$10,4 \cdot 10^{-6}$
7,8	$1,9 \cdot 10^{25}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$
9,8	$1,2 \cdot 10^{25}$	$0,4 \cdot 10^{-6}$

Корреляция между концентрацией ловушечных центров M_T и дефицитом TiO_2 в кристалле позволяет предположить, что именно дефекты кристаллической решетки, связанные с вакансиями титана и кислорода, создают центры, участвующие в фотоиндуцированном изменении поглощения в кристаллах титана-висмута.

Рассматриваемая модель фотоиндуцированного поглощения удовлетворительно описывает и изменения коэффициента поглощения $\Delta\alpha_R$ красного света с длиной волны $\lambda_R = 660 \text{ нм}$ при

подсветке коротковолновым ($\lambda_R = 505$ нм) излучением. Теоретическая зависимость временной эволюции $\Delta\alpha_R$ для красного света при подсветке зеленым излучением для кристалла с наименьшим содержанием TiO_2 (5,6 мол. %) приведена на рис. 3.19. Расчеты проводились при указанных выше параметрах кристалла. Необходимо отметить, что при расчете представленной на рис. 3.19 кривой для подгонки к экспериментальным данным потребовались большие значения коэффициента термической ионизации β , чем при описании экспериментов, иллюстрируемых рис. 2.17. Это может быть связано как с неточностью экспериментов, так и с зависимостью материальных параметров кристалла от температуры, для стабилизации которой не принималось специальных мер.

Полученные в рамках данной модели материальные параметры кристаллов с различным дефицитом по содержанию TiO_2 дают основание предположить, что центрами, участвующими в фотоиндуцированном изменении поглощения в кристаллах титаната висмута, являются дефекты кристаллической решетки, связанные с вакансиями титана и кислорода.

Литература к главе

1. Бабонас Г.А. Электронная структура и оптические спектры полупроводников / Г.А. Бабонас // Электроны в полупроводниках ; под ред. Ю. Пожелы. – Вып. 6. – Вильнюс : Мокслас, 1987. – С. 41–124.
2. Фотоиндуцированные явления в силленитах / В.К. Малиновский, О.А. Гудаев, В.А. Гусев, С.И. Деменко. – Новосибирск : Наука, 1990. – 160 с.
3. Лазерная модуляция фотохромного эффекта в кристаллах типа силленита / В. Гаврюшин, Г. Рачюкайтис, Г. Пузонас, Ш. Эфендиев, Р. Алиев // Литовский физический журнал. – 1990. – Т. 30, № 4. – С. 471–480.
4. Buse K. Light-induced charge-transport processes in photorefractive crystals 1: models and experimental methods / K. Buse // Appl. Phys. B. – 1997. – V. 64. – P. 273–291.
5. Light-induced absorption in a $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal / O.V. Kobozev, S.M. Shandarov, A.A. Kamshilin, V.V. Prokofiev // J. Opt. A : Pure Appl. Opt. – 1999. – V. 1. – P. 442–447.

6. Кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{M}_x\text{O}_{20\pm\delta}$ со структурой силленита. Синтез, строение, свойства / Ю.Ф. Каргин, В.И. Бурков, А.А. Марьин, А.В. Егорышева. – М. : [б.и.], 2004. – 312 с.

7. Vinetskii V.L. Theory of the conductivity induced by recording holographic grating in nonmetallic crystals / V.L. Vinetskii, N.V. Kukhtarev // *Sov. Phys. Solid State*. – 1975. – V. 16.

8. Strohkendl F.P. Light-induced dark decays of photorefractive gratings and their observation in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ / F.P. Strohkendl // *Appl. Phys.* – 1989. – V. 65. – P. 3773–3780.

9. Kamshilin A.A. Electrophotochromic gratings in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals / A.A. Kamshilin, J. Frejlich, P.M. Garcia // *Appl. Opt.* – 1992. – V. 31, № 11. – P. 1787–1793.

10. Kamshilin A.A. Simultaneous recording of absorption and photorefractive gratings in photorefractive crystals / A.A. Kamshilin // *Optics Commun.* – 1992. – V. 93. – P. 350–358.

11. Two-beam coupling in sillenite crystals / S.M. Shandarov, A. Reshet'ko, A. Emelyanov, O. Kobozev, M. Krause, Yu F. Kargin, V.V. Volkov // *Second International Conference on Optical Information Processing* ; Zhores I. Alferov, Yuri V. Gulyaev, Dennis R. Pape; Eds.: *Proc. SPIE*. – 1996. – V. 2969. – P. 202–210.

12. Buse K. Light-induced charge-transport processes in photorefractive crystals 2 : Materials / K. Buse // *Appl. Phys. B*. – 1997. – V. 64. – P. 391–407.

13. Двухволновое взаимодействие на отражательной решетке в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ / Е.Ю. Агеев, С.М. Шандаров, С.Ю. Веретенников, А.Г. Мартьянов, В.А. Карташов, А.А. Камшили, В.В. Прокофьев, В.В. Шепелевич // *Квантовая электроника*. – 2001. – Т. 31, № 4. – С. 343–345.

14. Growth and characterization of undoped and doped $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystals / F. Mersch, K. Buse, W. Sauf, H. Hess, E. Kratzic // *Phys. Stat. Sol. (a)*. – 1993. – V. 140. – P. 273–281.

15. Stoichiometric dependence of optical and photoconductive properties of $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ single crystals / A.V. Egorysheva, V.I. Burkov, Yu F. Kargin, V.M. Skorikov // *Proc. SPIE*. – 2001. – V. 4358. – P. 97–101.

16. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения / Ю.Н. Денисюк // *Докл. АН СССР*. – 1962. – Т. 144, № 6. – С. 1275–1278.

17. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения / Ю.Н. Денисюк // Опт. и спектр. – 1963. – Т. 15, № 4. – С. 522–532.

18. Schirmer O.F. Parameters of light-induced charge transfer processes in photorefractive crystals / O.F. Schirmer, C. Veber, M. Meyer // ФТТ. – 2002. – Т. 44. – С. 1367–1373.

19. Встречное двухволновое взаимодействие в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}:\text{Ga}$ в условиях фотоиндуцированного поглощения света / А.Г. Мартьянов, Е.Ю. Агеев, С.М. Шандаров, А.Е. Мандель, Н.В. Бочанова, Н.В. Иванова, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков, А.В. Егорышева, В.В. Шепелевич // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33, № 3. – С. 226–230.

20. Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах титаната висмута, наведенного узкополосным излучением / С.М. Шандаров, А.Е. Мандель, М.И. Цуркан, А.М. Плесовских, Ю.Ф. Каргин, А.В. Егорышева, В.В. Волков // Тр. междунар. конф. «Фундаментальные проблемы оптики». – СПб. – 2002. – С. 120–122.

21. Шандаров С.М. Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ / С.М. Шандаров, А.Е. Мандель, А.В. Казарин // Известия вузов. Физика. – 2002. – № 8.

22. Влияние стехиометрии на фотоиндуцированное поглощение и двухпучковое взаимодействие света на отрагательной решетке в кристаллах титаната висмута / С.Ю. Веретенников, А.Е. Мандель, С.М. Шандаров, А.В. Казарин, М.И. Цуркан, А.М. Плесовских, А.В. Егорышева, Ю.Ф. Каргин, О.Н. Бикеев, В.В. Шепелевич // Известия вузов. Физика. – 2003. – Т. 46, №2.

23. Фотоиндуцированное поглощение в кристаллах титаната висмута для узкополосного светового излучения / А.Е. Мандель, А.М. Плесовских, С.М. Шандаров, М.И. Цуркан, К.С. Плинта, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков, А.В. Егорышева, В.В. Шепелевич, В.Н. Навныко // Известия Вузов. Физика. – 2003. – № 12.

24. Фотоиндуцированное поглощение света в кристаллах титаната висмута / К.С. Плинта, А.М. Плесовских, В.Н. Навныко, А.Е. Мандель, С.М. Шандаров, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков, А.В. Егорышева, В.В. Шепелевич // Тр. третьей междунар. конф. молодых ученых и специалистов «Оптика-2003» ; под ред. проф. С.А. Козлова. – СПб : СПбГК ИТМО. – 2003. – С. 34–35.

25. Dynamics of light-induced absorption in $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystals at two wavelengths / L.E. Polyakova, K.S. Plinta, A.E. Mandel, S.M. Shandarov, A.V. Egorysheva, Y.F. Kargin // In Proceedings of VII International Conference APEIE – 2004, Novosibirsk. – 2004. – V. 1. – P. 53–56.

26. Dynamics of light-induced absorption in bismuth titanium oxide crystals with different stoichiometry at two wavelengths / S.M. Shandarov, A.E. Mandel, K.S. Plinta, L.E. Polyakova, A.V. Egorysheva, Y.F. Kargin // OSA TOPS. – 2005. – V. 99. – P. 20–25.

27. Temperature and spectral dependences of light-induced absorption in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ crystal / A.E. Mandel, S.M. Shandarov, A.N. Dubrovin, M.A. Zhnykina, Y.M. Sukhoverkhov, A.V. Egorysheva, Y.F. Kargin, V.V. Volkov // OSA TOPS. – 2005. – V. 99. – P. 115–120.

28. Егорышева А.В. Край поглощения кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{M}_x\text{O}_{20\pm\delta}$, ($\text{M}=\text{Zn}, \text{B}, \text{Ga}, \text{P}, \text{V}, [\text{Al},\text{P}], [\text{Ga},\text{P}], [\text{Fe},\text{P}], [\text{Zn},\text{V}]$) со структурой силленита / А.В. Егорышева // Журнал неорганической химии. – 2005. – Т. 50, № 3. – С. 461–466.

29. Optical and photorefractive characterization of BTO crystals doped with Cd, Ca, Ga and V. / S. Riehemann, F. Rickermann, V.V. Volkov, A.V. Egorysheva, G. Von Bally // Journ. Nonlinear Optical Physics and Materials. – 1997. – V. 6. – P. 235–249.

30. Brost G.A. Intensity-dependent absorption and photorefractive effects in barium titanate / G.A. Brost, M.A. Motes, J.R. Rotge // J. Opt. Soc. Am. B. – 1988. – V. 5. – P. 1879–1885.

31. Valley G.C. Erasure rates in photorefractive materials with two photoactive species / G.C. Valley // Appl. Opt. – 1983. – V. 22. – P. 3160–3164.

32. Buse K. Three-valence charge-transport model for explanation of the photorefractive effect / K. Buse, E. Kratzig // Appl. Phys. B. – 1995. – V. 61. – P. 27–32.

33. Brost G.A. Photoinduced absorption in photorefractive barium titanate / G.A. Brost, M.A. Motes // Opt. Letters. – 1990. – V. 15.

34. Picosecond photoinduced absorption in photorefractive BaTiO_3 / P. Ye, C. Demers, M.D. Roberge, X. Wu // Opt. Letters. – 1991. – V. 16. – P. 980–982.

35. Temple D.A. Photoinduced optical absorption in $\text{BaTiO}_3:\text{Fe}$ / D.A. Temple, C. Warde // Appl. Phys. Lett. – 1991. – V. 59. – P. 4–7.

36. Buse K. Light-induced absorption in BaTiO₃ and KNbO₃ generated with high intensity laser pulses / K. Buse, E. Krätzig // Opt. Material. – 1992. – V. 1. – P. 165–170.

37. Shallow-trap-induced positive absorptive two-beam coupling gain and light-induced transparency in nominally undoped barium titanate / M.H. Garrett, P. Tayebati, J.Y. Chang, H.P. Janssen, C. Warde // J. Appl. Phys. – 1992. – V. 72. – P. 1965–1972.

38. Buse K. Dynamics of light-induced absorption in BaTiO₃ and application for intensity stabilization / K. Buse, T. Bierwirth // J. Opt. Soc. Am. B. – 1995. – V. 12. – P. 629–637.

39. Tayebati P. Theory of the photorefractive effect for Bi₁₂TiO₂₀ with shallow traps / P. Tayebati, D. Mahgerefteh // J. Opt. Soc. Am. B. – 1991. – V. 8. – P. 1053–1064.

40. Wechsler B.A. Thermodynamic point defect model of barium titanate and application to the photorefractive effect / B.A. Wechsler, M.B. Klein // J. Opt. Soc. Am. B. – 1988. – V. 5. – P. 1711–1718.

41. Photorefractive properties of tetragonal KTa_{0,52}Nb_{0,48}O₃:Fe crystals and explanation with the three-valence charge-transport model / K. Buse, S. Loheide, D. Sabbert, E. Krätzig // J. Opt. Soc. Am. B. – 1996. – V. 13, № 7. – P. 2644–2651.

42. Photoconductivity and Light-Induced Absorption in KNbO₃:Fe / L. Holtmann, K. Buse, G. Kuper, A. Groll, H. Hesse, E. Krätzig // Appl. Phys. A. – 1991. – V. 53. – P. 81–86.

43. Light-induced charge transport processes in photorefractive barium titanate doped with rhodium and iron / U. van Stevendaal, K. Buse, S. Kämper, H. Hesse, E. Krätzig // Appl. Phys. B. – 1996. – V. 63. – P. 315–321.

44. Light-induced charge transport properties of Sr_{0,61}Ba_{0,39}Nb₂O₆:Ce crystals / K. Buse, U. van Stevendaal, R. Pankath, E. Krätzig // J. Opt. Soc. Am. B. – 1996. – V. 13, № 7.

45. Light-induced charge transport properties of potassium niobate crystals doped with nickel / M. Weber, U. van Stevendaal, K. Buse, Z.G. Zhang, A.M. Yin, P.M. Fu, Y. Ding, H.J. Eichler // Phys. Stat. Sol. – 1996. – V. 156. – P. 433–439.

46. Бурков В.И. Оптические и хироптические свойства кристаллов со структурой силленита / В.И. Бурков, А.В. Егорышева, Ю.Ф. Каргин // Кристаллография. – 2001. – Т. 46. – С. 356–380.

47. Егорышева А.В. Фотоиндуцированное поглощение в монокристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, легированных Fe и Cu / А.В. Егорышева, В.В. Волков, В.М. Скориков // Неорганические материалы. – 1994. – Т. 30, № 5. – С. 653–660.

48. Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах титаната висмута, наведенного узкополосным излучением / С.М. Шандаров, А.Е. Мандель, М.И. Цуркан, А.М. Плесовских, Ю.Ф. Каргин, А.В. Егорышева, В.В. Волков // Тр. междунар. конф. «Фундаментальные проблемы оптики». – СПб. – 2002. – С. 120–122.

49. Uhrich C. Temperature, intensity, and field dependence of absorption coefficient of $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ / C. Uhrich, L. Hesselink // Opt. Lett. – 1990. – V. 15, № 9. – P. 455–457.

50. Нейтронноструктурное исследование монокристаллов титаната висмута $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ / В.А. Сарин, Е.В. Ридер, В.Н. Канепит, Н.И. Быданов, В.В. Волков, Ю.Ф. Каргин, В.М. Скориков // Кристаллография. – 1989. – Т. 34, № 3. – С. 628–631.

51. Структурные исследования монокристаллов Ge- и Ti-силленитов / С.Ф. Радаев, Л.А. Мурадян, В.И. Симонов, В.А. Сарин, Е.В. Ридер, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков, В.М. Скориков // Высокоочистные вещества. – 1990. – № 2. – С. 158–164.

52. Спектроскопические и хироптические свойства легированных кристаллов силленитов. II. Спектры поглощения и кругового дихроизма кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, легированных Al, Ga, Zn, Cd / В.И. Бурков, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков, А.Я. Васильев, Н.Ю. Зубович // Неорганические материалы. – 1994. – Т. 30, № 12. – С. 1552–1562.

53. Елисеев А.В. Вакансионные центры в монокристаллах $\text{Bi}_{12}\text{RO}_{20}$ (R=Si, Ti, Ge) / А.В. Елисеев, А.В. Надолинный, В.А. Гусев // Журн. структурн. химии. – 1982. – Т. 23, № 3.

54. Aldrich R.E. Electrical and optical properties of $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ / R.E. Aldrich, S.L. Hou, M.L. Harvill // J. Appl. Phys. – 1971. – V. 42, № 1. – P. 493–494.

55. Hou S.L. Transport processes of photoinduced carriers in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ / S.L. Hou, R.B. Lauer, R.E. Aldrich // J. Appl. Phys. – 1973. – V. 44, № 6. – P. 2652–2658.

56. Peltier M. Volume hologram recording and charge transfer processes in $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ / M. Peltier, F. Micheron // J. Appl. Phys. – 1977. – V. 48, № 9. – P. 3683–3690.

57. Bloom D. Trapping of photocarriers in Ga-doped $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ at 80 K / D. Bloom, S.W.S. Mc Keever // J. Appl. Phys. – 1995. – V. 77, № 12. – P. 6511–6520.

58. Гуенок Е.П. Стимулированная проводимость монокристаллов $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ / Е.П. Гуенок, А.Ю. Кудзин, Г.Х. Соколянский // Укр. физич. журнал. – 1976. – Т. 21, № 5. – С. 866–867.

59. Авраменко В.П. Электропроводность монокристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ на переменном токе / В.П. Авраменко, А.Ю. Кудзин, Г.Х. Соколянский // ФТТ. – 1980. – Т. 22, № 10. – С. 3149–3152.

60. Grabmaier V.C. Properties of pure and doped $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ and $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals / V.C. Grabmaier, R. Obershmid // Phys. Stat. Sol. A. – 1986. – V. 96, № 1. – P. 199–210.

61. Гудаев О.А. О типе основных носителей в кристаллах германата висмута / О.А. Гудаев // Автометрия. – 1980. – № 1. – С. 106–108.

4. Отражательные голографические решетки в фоторефрактивных кристаллах

Объемные отражательные решетки [1, 2], эффективное двухволновое взаимодействие на которых в фоторефрактивных кристаллах изучалось в работах [3–40], формируются при встречном распространении световых пучков. В этом случае амплитуда фоторефрактивной решетки, формирующейся за счет диффузионного механизма, в отсутствие насыщения ловушек обратно пропорциональна ее периоду [41] и вследствие малых пространственных периодов отражательных голограмм позволяет достичь значительно больших коэффициентов двухпучкового усиления, чем в пропускающей геометрии. В работе [21] показано, что в кристалле титаната висмута коэффициент двухпучкового усиления света на отражательной решетке, формирующейся за счет диффузионного механизма, может достигать значений $\Gamma = 4,7 \text{ см}^{-1}$. Такие коэффициенты усиления для пропускающих решеток могут быть достигнуты только при использовании внешнего поля, прикладываемого к кристаллу, и нестационарных механизмов увеличения фоторефрактивного отклика [41–43]. Следует отметить, что кристаллы с фоторефрактивным откликом, обеспечивающим коэффициент двухпучкового усиления, превышающий несколько обратных сантиметров в отсутствие внешних электрических полей большой напряженности, перспективны для использования в устройствах динамической голографии, работающих в условиях повышенной влажности и взрывоопасности.

Преимуществом отражательных решеток является и возможность их формирования без использования схем деления оптического пучка на сигнальный и опорный за счет отражения проходящего излучения от выходной грани кристалла [21]. Это позволяет существенно снизить влияние внешних факторов, таких как вибрация элементов оптической схемы, на стабильность

записываемой интерференционной картины и подробно изучить динамику формирования отражательных решеток в различных кристаллах и при различных внешних условиях.

В кристаллах силленитов, характеризующихся сложной структурой дефектных уровней, процесс формирования фоторефрактивных решеток световым излучением сопровождается значительным фотоиндуцированным поглощением света [44, 21], которое может приводить к существенным изменениям как динамики роста двухпучкового усиления, так и его стационарного уровня. Фотохромный эффект при когерентном излучении приводит к формированию в фоторефрактивном кристалле, в дополнение к фазовым голограммам, амплитудных решеток коэффициента поглощения [44–48]. Двухпучковое взаимодействие на таких комбинированных решетках в кристаллах титаната висмута в пропускающей геометрии изучалось в работах [48, 44].

В данной главе рассмотрены основные физические явления, проявляющиеся при формировании отражательных голографических решеток в фоторефрактивных кристаллах и взаимодействии на них световых волн. Для описания встречного взаимодействия в гиротропных кубических фоторефрактивных кристаллах учитывался векторный характер светового поля; принимались во внимание анизотропия электрооптического эффекта и дополнительный вклад пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов, характеризующих фазовую составляющую отражательной голографической решетки; включалась в рассмотрение амплитудная компонента голографической решетки, связанная с фотоиндуцированными изменениями в оптическом поглощении.

4.1. Основные уравнения для встречного взаимодействия световых волн в кубических гиротропных кристаллах

Рассмотрим взаимодействие световых волн сигнала (s) и накачки (p) с волновыми нормальными n_s и n_p , распространяющихся в противоположных направлениях параллельно оси x в кубическом фоторефрактивном кристалле (рис. 4.1), принадлежащем к классу симметрии 23.

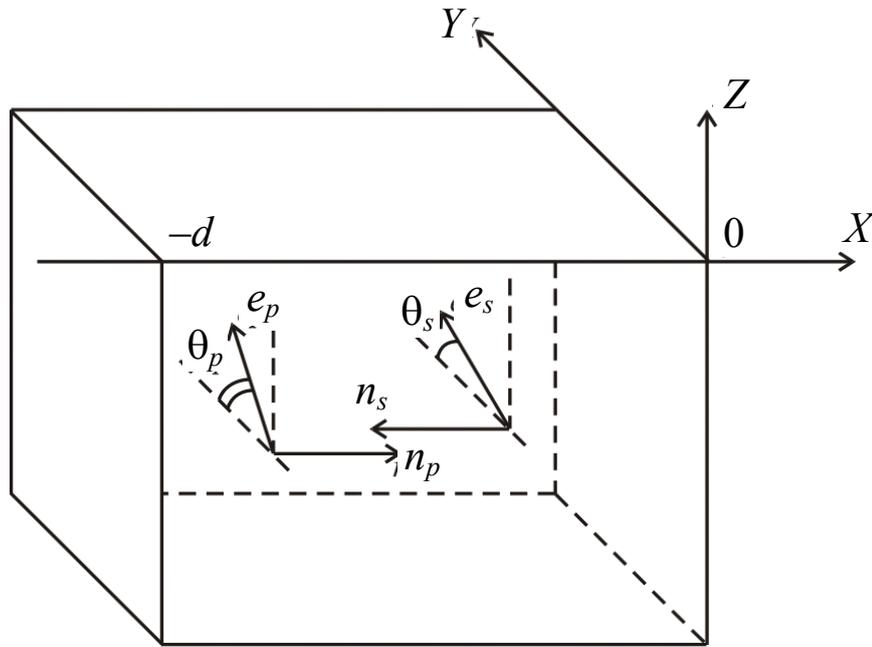


Рис. 4.1. Геометрия встречного взаимодействия световых волн сигнала (s) и накачки (p) в кубическом гиротропном фоторефрактивном кристалле

При отсутствии приложенных к кристаллу внешних полей и при слабом оптическом поглощении световые поля этих волн ввиду присущей кристаллу естественной оптической активности могут быть записаны в виде суперпозиции циркулярно-поляризованных волн [24]:

$$\mathbf{E}_p(x) = \left\{ C_{p1}(x) \mathbf{e}_1 \exp(-ik_0 n_1 x) + C_{p2}(x) \mathbf{e}_2 \exp(-ik_0 n_2 x) \right\} \exp\left(-\frac{\alpha}{2} x\right), \quad (4.1)$$

$$\mathbf{E}_s(x) = \left\{ C_{s1}(x) \mathbf{e}_1^* \exp(ik_0 n_1 x) + C_{s2}(x) \mathbf{e}_2^* \exp(ik_0 n_2 x) \right\} \exp\left(\frac{\alpha}{2} x\right), \quad (4.2)$$

где $\mathbf{e}_{1,2} = (\mathbf{y}_0 \pm i\mathbf{z}_0) / \sqrt{2}$ — соответствующие левой и правой круговой поляризации единичные векторы; $n_{1,2} = n_0 \pm \rho/k_0$ — показатели преломления собственных волн; $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число для вакуума; n_0 и α — коэффициенты преломления и поглощения для невозмущенного кристалла; ρ — его удельное оптическое вращение.

Образованная в кристалле волнами сигнала и накачки интерференционная картина имеет вектор решетки $\mathbf{K} = 2k_0 n_0 \mathbf{x}_0$ и распределение интенсивности

$$I(x) = I_0(x) \left[1 + \frac{m(x)}{2} \exp(iKx) + \frac{m(x)}{2} \exp(-iKx) \right], \quad (4.3)$$

где $K = |\mathbf{K}| = 2\pi/\Lambda$, Λ — пространственный период картины, а ее средняя интенсивность I_0 и контраст m определяются выражениями

$$I_0(x) = \left[|C_{p1}(x)|^2 + |C_{p2}(x)|^2 \right] \exp(-\alpha x) + \left[|C_{s1}(x)|^2 + |C_{s2}(x)|^2 \right] \exp(\alpha x), \quad (4.4)$$

$$m(x) = 2 \frac{C_{s1}(x)C_{p2}^*(x) + C_{s2}(x)C_{p1}^*(x)}{I_0(x)}. \quad (4.5)$$

Неравномерное освещение кристалла приводит к неоднородному фотовозбуждению носителей заряда. Перемещаясь в кристалле за счет диффузионного механизма перераспределения, они формируют решетку поля пространственного заряда. Для случая $m \ll 1$ можно полагать, что это поле содержит только первую пространственную гармонику с периодом $\Lambda = \lambda/2n_0$, сдвинутую относительно интерференционной картины на четверть этого периода [40], а ее амплитуда является линейной по контрасту:

$$E_1(x, t) = -im(x)E_{sc}(t), \quad (4.6)$$

где динамика формирования поля определяется функцией $E_{sc}(t)$, зависящей от механизма перераспределения носителей заряда.

Ввиду того что кристаллы симметрии 23 обладают пьезоэлектрическими свойствами, в их фоторефрактивный отклик будет давать вклад, наряду с электрооптическим, и фотоупругий эффект. Из-за сложной структуры дефектных центров в кристалле могут формироваться и амплитудные решетки [44, 47, 48], связанные с эффектами фотоиндуцированного изменения поглощения света.

В линейном приближении по контрасту m амплитуду первой пространственной гармоники абсорбционной решетки представим в виде $\Delta\alpha_1(x,t) = m(x)\alpha_g(t)$, где $\alpha_g(t)$ — параметр, характеризующий пространственно-неоднородные фотоиндуцированные изменения поглощения в кристалле. Учитывая локальную связь абсорбционной компоненты решетки с интерференционной картиной, а также вклады электрооптического и фотоупругого эффектов в ее фазовую составляющую, представим относительную диэлектрическую проницаемость кристалла на частоте световой волны в виде

$$\begin{aligned} \varepsilon(x,t) = & \varepsilon^0 + \frac{\Delta\varepsilon^{ph}(x,t)}{2} \exp(iKx) + \frac{\Delta\varepsilon^{ph*}(x,t)}{2} \exp(-iKx) + \\ & + \frac{\Delta\varepsilon^a(x,t,m)}{2} \exp(iKx) + \frac{\Delta\varepsilon^a(x,t,m^*)}{2} \exp(-iKx). \end{aligned} \quad (4.7)$$

Компоненты тензоров ε^0 , $\Delta\varepsilon^{ph}$ и $\Delta\varepsilon^a$ для невозмущенного кристалла и наведенных в нем возмущений диэлектрической проницаемости с учетом соотношений, приведенных в главе 2 (см. подразд. 2.5) и работе [48], определяются выражениями

$$\varepsilon_{mn}^0 = \left(n_0^2 - i \frac{n_0 \alpha}{k_0} \right) \delta_{mn} - i \frac{2n_0 \rho}{k_0} \delta_{mnp} m_p, \quad (4.8)$$

$$\Delta\varepsilon_{mn}^{ph} = im \left(n_0^4 E_{sc} \Delta b_{mn} \right), \quad \Delta\varepsilon_{mn}^a(m) = -im \left(\frac{n_0}{k_0} \alpha_g \delta_{mn} \right), \quad (4.9)$$

$$\Delta b_{mn} = \left[\left| \delta_{mnp} \right| p_p + \frac{1}{r_{41}^S} \left(P_{mnkl}^E p_l \gamma_{ki} e_{pir} p_p p_r \right) \right], \quad (4.10)$$

где δ_{mn} — единичный симметричный тензор второго ранга; δ_{mnp} — единичный антисимметричный тензор третьего ранга; p_p — направляющие косинусы вектора решетки $\mathbf{K} \parallel \mathbf{x}_0$; r_{41}^S и P_{mnkl}^E — компоненты электрооптического тензора зажатого кристалла и фотоупругого тензора, измеренные при постоянном электрическом поле; γ_{ki} — компоненты тензора, обратного к $\Gamma_{ik} = C_{ijkl}^E p_j p_l$; C_{ijkl}^E и e_{pir} — компоненты тензоров модулей упругости и пьезоэлектрических констант.

Использование метода медленно меняющихся амплитуд и приведенных выше соотношений позволяет из волнового уравнения для кубических гиротропных кристаллов получить уравнения связанных волн, описывающие взаимодействие волн сигнала и накачки на отражательной голографической решетке, в следующем виде [39]:

$$\frac{dC_{S1}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m \left[g_I^* C_{P1} \exp(-i2\rho x) + (g_E - g_\alpha) C_{P2} \right] \exp(-\alpha x), \quad (4.11)$$

$$\frac{dC_{S2}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m \left[(g_E - g_\alpha) C_{P1} + g_I C_{P2} \exp(i2\rho x) \right] \exp(-\alpha x), \quad (4.12)$$

$$\frac{dC_{P1}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m \left[g_I C_{S1} \exp(i2\rho x) + (g_E + g_\alpha) C_{S2} \right] \exp(\alpha x), \quad (4.13)$$

$$\frac{dC_{P2}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m^* \left[(g_E + g_\alpha) C_{S1} + g_I^* C_{S2} \exp(-i2\rho x) \right] \exp(\alpha x), \quad (4.14)$$

где $\gamma = k_0 n_0^3 r_{41}^S E_{SC}$ — постоянная связи; $g_I = (\mathbf{e}_1^* \cdot \Delta \mathbf{b} \cdot \mathbf{e}_2)$ и $g_E = (\mathbf{e}_1^* \cdot \Delta \mathbf{b} \cdot \mathbf{e}_1) = (\mathbf{e}_2^* \cdot \Delta \mathbf{b} \cdot \mathbf{e}_2)$ — тензорные свертки, описывающие соответственно вклад во встречное взаимодействие внутримодовых (без изменения собственного показателя преломления) и межмодовых процессов; $g_\alpha = \alpha_g / (k_0 n_0^3 r_{41}^S E_{SC})$ — коэффициент, описывающий относительный вклад абсорбционной решетки в двухпучковое взаимодействие.

Система уравнений (4.11)–(4.14) может быть использована для анализа двухволнового взаимодействия на отражательных голографических решетках в кубических фоторефрактивных кристаллах при произвольной поляризации световых пучков.

4.2. Анизотропия вкладов внутримодовых и межмодовых процессов во встречное взаимодействие световых волн

Входящие в уравнения (4.11)–(4.14) коэффициенты g_l , g_E и g_α определяют эффективность и поляризационные характеристики взаимодействия волн сигнала и накачки на отражательной решетке. Абсорбционная решетка дает вклад в межмодовый процесс двухпучковой связи, происходящий с изменением собственного показателя преломления. Характеризующий этот вклад коэффициент g_α является действительной величиной, не зависящей от ориентации вектора решетки \mathbf{K} относительно кристаллографической системы координат. Анизотропия электрооптического эффекта и вторичного фотоупругого вклада приводят к ориентационной зависимости другого действительного коэффициента, g_E , дающего вклад в межмодовые процессы. Для ее анализа определим ориентацию оси x , с которой совпадает вектор \mathbf{K} принятой нами системы координат xuz (рис. 4.1), относительно кристаллографических осей $[001]$ и $[100]$, сферическими координатными углами β и α (рис. 4.2). Будем считать, что ось z всегда лежит в плоскости (001) , а ось y ориентирована в плоскости, проходящей через вектор решетки \mathbf{K} и направление $[001]$ (см. рис. 4.2).

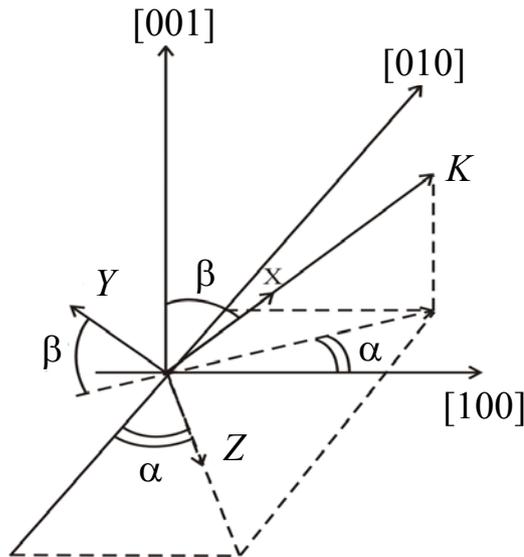


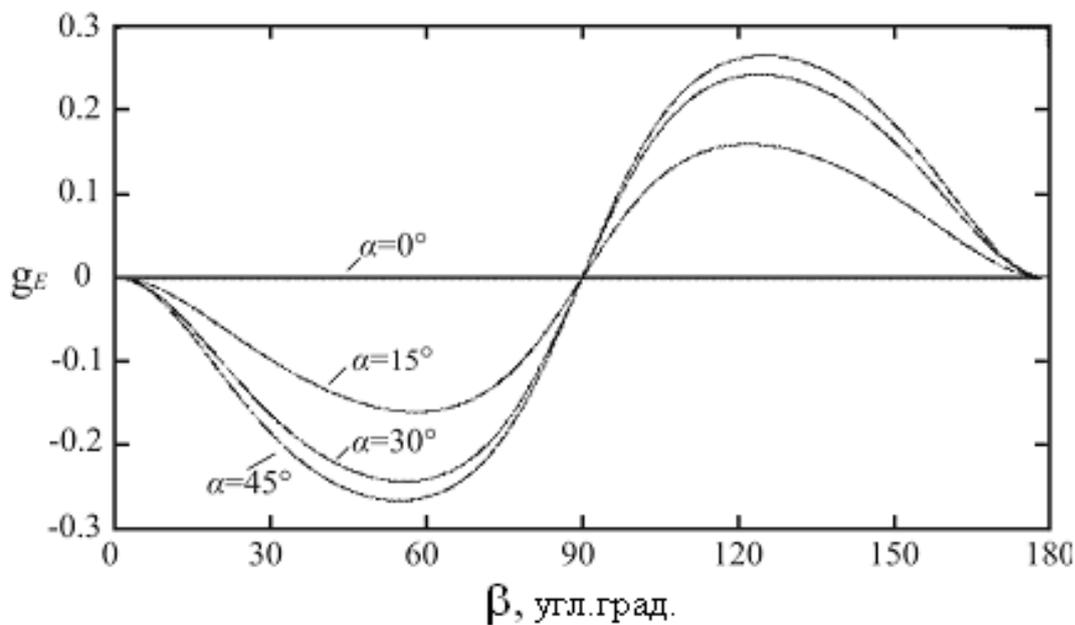
Рис. 4.2. Ориентация осей рабочей системы координат xuz (см. рис. 4.1) относительно кристаллографических осей

Рассчитанные для кристалла титаната висмута зависимости g_E от ориентационного угла β при некоторых постоянных углах α , представленные на рис. 4.3,*а*, с учетом симметрии кристалла полностью отражают анизотропию этого коэффициента. Отсюда следует, что при ориентации вектора отражательной решетки в кристаллографических плоскостях типа $\{100\}$ (то есть (100) , (010) и (001)) вклад ее фазовой (фоторефрактивной) составляющей в межмодовые процессы отсутствует. Максимальных значений этот вклад достигает при ориентациях вектора \mathbf{K} в плоскостях типа $\{110\}$, вдоль кристаллографических направлений вида $\langle 111 \rangle$.

Анизотропия коэффициента $g_I = |g_I| \exp(i\varphi_I)$, дающего вклад во внутримодовые процессы и в общем случае являющегося комплексным, иллюстрируется рис. 4.3,*б* и 4.3,*в*, где представлены ориентационные зависимости его модуля и аргумента для кристалла титаната висмута. Модуль коэффициента g_I достигает максимума при ориентации вектора решетки вдоль кристаллографических направлений вида $\langle 111 \rangle$ (рис. 4.3,*б*). В этом случае связь взаимодействующих на отражательной решетке встречных волн, обусловленная ее фоторефрактивной компонентой, осуществляется только за счет внутримодовых процессов ($|g_I| = 1$, $g_E = 0$). При ориентации вектора \mathbf{K} вдоль направлений вида $\langle 111 \rangle$ вклад этой компоненты во внутримодовые процессы отсутствует, в то время как коэффициент межмодовой связи принимает экстремальные значения ($g_E = \pm 0,266$, см. рис. 4.3,*а*). Отметим, что фазовая составляющая отражательной решетки не приводит к взаимодействию волн при ориентации вектора \mathbf{K} вдоль кристаллографических направлений вида $\langle 110 \rangle$ ($|g_I| = 0$, $g_E = 0$). Для такого среза кубического фоторефрактивного кристалла встречное взаимодействие возможно только на амплитудной (абсорбционной) компоненте отражательной решетки.

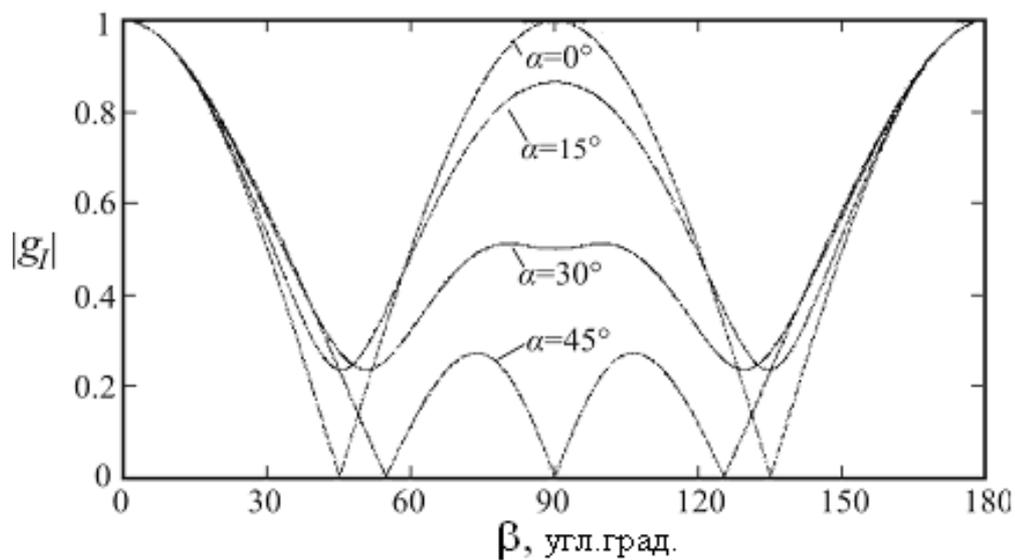
Модуль коэффициента g_I определяется только ориентацией оси x , которая совпадает с направлением вектора решетки \mathbf{K} , и не зависит от ориентации осей y и z относительно кристаллографической системы координат (см. рис. 4.2). Однако аргумент φ_i коэффициента g_I инвариантностью к выбору осей y и z

не обладает, поскольку фазы входящих в уравнения комплексных амплитуд собственных волн, характеризующих их поляризационное состояние, также зависят от ориентации этих осей. Приведенные на рис. 4.3,в ориентационные зависимости отражают поведение аргумента коэффициента g_I для выбранной (рис. 4.2) системы координат xuz . В этом случае коэффициент g_I является чисто мнимым при векторе отражательной решетки, ориентированном в кристаллографических плоскостях типа $\{100\}$, и чисто вещественным для плоскостей типа $\{110\}$. При анализе анизотропии коэффициентов g_E и g_I использовались материальные параметры кристалла титаната висмута из работы [49].

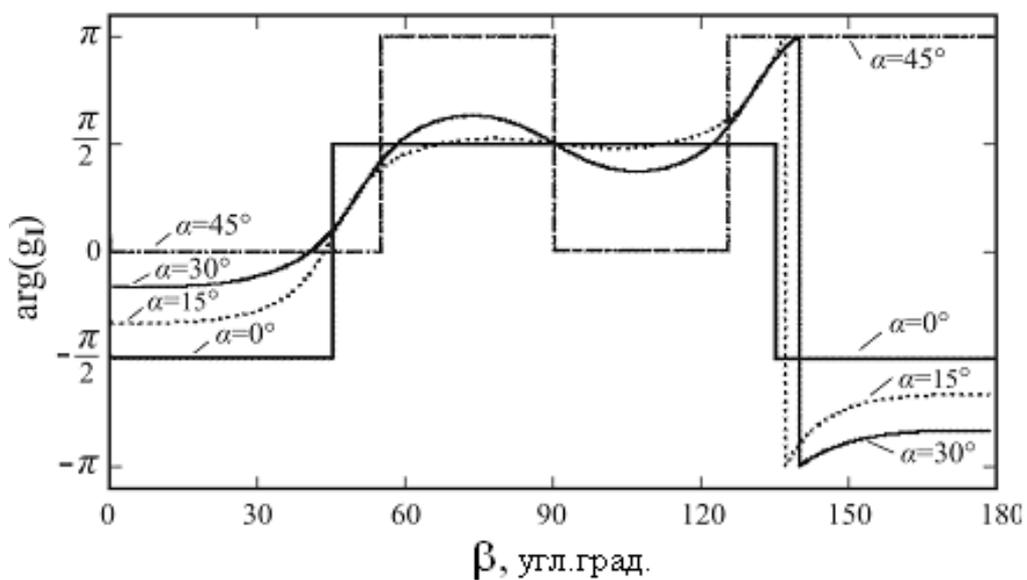


a

Рис. 4.3. Зависимости действительного коэффициента g_E , характеризующего эффективность межмодовых процессов (*a*), от угла β между вектором решетки и кристаллографической осью $[001]$ для различных ориентационных углов α (окончание на с. 134)



б



в

Рис. 4.3. Зависимости модуля (б) и аргумента (в) коэффициента g_I , характеризующего внутримодовые процессы, от угла β между вектором решетки и кристаллографической осью $[001]$ для различных ориентационных углов α (начало на с. 133)

4.3. Двухпучковое взаимодействие линейно поляризованных волн

Из уравнений (4.11)–(4.14) и (4.6) следует, что при линейной поляризации взаимодействующих волн их амплитуды удовлетворяют условиям

$$C_{p1}(x) = C_{p2}^*(x) = C_p(x) \text{ и } C_{s1}(x) = C_{s2}^*(x) = C_s(x)$$

и могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} C_{p1,2}(x) &= |C_p(x)| \exp(\mp i\varphi_p(x)), \\ C_{s1,2}(x) &= |C_s(x)| \exp(\pm i\varphi_s(x)). \end{aligned} \quad (4.15)$$

В этом случае контраст интерференционной картины в кристалле, определяемый формулой (4.6), является действительной функцией координаты x :

$$\begin{aligned} m(x) &= 2 \frac{C_s(x)C_p(x) + C_s^*(x)C_p^*(x)}{I_0(x)} = \\ &= 2 \frac{|C_s(x)||C_p(x)| \cos(\varphi_s(x) - \varphi_p(x))}{|C_p(x)|^2 \exp(-\alpha x) + |C_s(x)|^2 \exp(\alpha x)}, \end{aligned} \quad (4.16)$$

а уравнения связанных волн (4.11)–(4.14) сводятся к следующим двум уравнениям:

$$\frac{dC_s}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m \left[|g_I| C_p \exp(-i(2\rho x + \varphi_I)) + (g_E - g_\alpha) C_p^* \right] \exp(-\alpha x), \quad (4.17)$$

$$\frac{dC_p}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m \left[|g_I| C_s \exp(i(2\rho x + \varphi_I)) + (g_E + g_\alpha) C_s^* \right] \exp(\alpha x). \quad (4.18)$$

Переходя к интенсивностям волн сигнала $\tilde{I}_s(x)$ и накачки $\tilde{I}_p(x)$ в кристалле, выражаемым с помощью соотношений

$$\tilde{I}_s(x) \sim \left[|C_{s1}(x)|^2 + |C_{s2}(x)|^2 \right] \exp(\alpha x),$$

$$\tilde{I}_p(x) \sim \left[|C_{p1}(x)|^2 + |C_{p2}(x)|^2 \right] \exp(-\alpha x),$$

из системы уравнений (4.17) и (4.18) получаем [39]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{I}_s}{\partial x} = & \alpha \tilde{I}_s - \gamma \left(|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + \right. \\ & \left. + (g_E - g_a) \cos(\Delta\varphi) \right) \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_s \tilde{I}_p}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \end{aligned} \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{I}_p}{\partial x} = & -\alpha \tilde{I}_p - \gamma \left(|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + \right. \\ & \left. + (g_E + g_a) \cos(\Delta\varphi) \right) \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_s \tilde{I}_p}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \end{aligned} \quad (4.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_s}{\partial x} = & \frac{\gamma}{2} \left(|g_I| \sin(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + \right. \\ & \left. + (g_E - g_a) \sin(\Delta\varphi) \right) \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_p}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \end{aligned} \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_p}{\partial x} = & \frac{\gamma}{2} \left(|g_I| \sin(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) - \right. \\ & \left. - (g_E + g_a) \sin(\Delta\varphi) \right) \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_s}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \end{aligned} \quad (4.22)$$

где $\Delta\varphi = \varphi_s - \varphi_p$.

Уравнения (4.19)–(4.22) позволяют полностью описать встречное взаимодействие при линейной поляризации волн для произвольной ориентации кристалла с учетом электрооптического и фотоупругого эффектов и дифракции на абсорбционной решетке.

В случае пренебрежимо малого вклада абсорбционной решетки во взаимодействие, из уравнений (4.19) и (4.20) получаем

$$\begin{aligned} \frac{1}{(\tilde{I}_s \tilde{I}_p)} \frac{d(\tilde{I}_s \tilde{I}_p)}{dx} = & -\gamma \left(|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + \right. \\ & \left. + g_E \cos(\Delta\varphi) \right) \cos(\Delta\varphi). \end{aligned} \quad (4.23)$$

Интегрирование этого выражения приводит к результату

$$\begin{aligned} \tilde{I}_s(x)\tilde{I}_p(x) &= \tilde{I}_s(0)\tilde{I}_p(0) \times \\ &\times \exp \left\{ -\gamma \int_0^x \left(|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + g_E \cos(\Delta\varphi) \right) \cos(\Delta\varphi) dx \right\}, \end{aligned} \quad (4.24)$$

позволяющему ввести эффективный коэффициент усиления для встречного взаимодействия в кристалле с толщиной, равной d , в виде

$$\Gamma_{eff} = \frac{\gamma}{d} \int_{-d}^0 \left(|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + g_E \cos(\Delta\varphi) \right) \cos(\Delta\varphi) dx. \quad (4.25)$$

Отметим, что данный коэффициент может быть выражен через интенсивности взаимодействующих волн:

$$\Gamma_{eff} = \frac{1}{d} \ln \left\{ \frac{\tilde{I}_s(-d)\tilde{I}_p(-d)}{\tilde{I}_s(0)\tilde{I}_p(0)} \right\}, \quad (4.26)$$

которые, в свою очередь, могут быть легко определены из экспериментальных данных. Коэффициент Γ_{eff} характеризует эффективность встречного векторного взаимодействия на фазовой отражательной решетке и не зависит от поглощения света в кристалле, а также от изменений поглощения, которые происходят в процессе ее формирования.

4.4. Скалярное приближение при двухпучковом взаимодействии линейно поляризованных волн

Для анализа двухволнового взаимодействия на отражательных голографических решетках в тонких кристаллах с малым удельным вращением может быть использовано скалярное приближение, рассмотренное для волн с линейной поляризацией в работе [21]. Соответствующие уравнения связанных волн могут быть получены из общих уравнений (4.11)–(4.14) при $g_E = 0$ и $g_I = i$ и амплитудах собственных волн, удовлетворяющих

условиям $C_{p1}(x) = C_{p2}^*(x) = C_p(x)$ и $C_{s1}(x) = C_{s2}^*(x) = C_s(x)$. В пренебрежении абсорбционной компонентой решетки, которая в силленитах может давать вклад в усиление, составляющий менее $0,2 \text{ см}^{-1}$ [26], необходимая для анализа система уравнений сводится к двум уравнениям, подобным приведенным в работе [21]:

$$\frac{dC_p}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m C_s \exp[i(2\rho x + \pi/2)] \exp(\alpha x), \quad (4.27)$$

$$\frac{dC_s}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m C_p \exp[-i(2\rho x + \pi/2)] \exp(-\alpha x). \quad (4.28)$$

при контрасте интерференционной картины $m(x)$, являющемся действительной функцией координаты x и определяемым уравнением (4.16). Переход к интенсивностям волн сигнала и накачки, подробно описанный для образцов произвольного среза в подразд. 4.3, позволяет получить следующие уравнения для описания встречного взаимодействия в кристалле среза (100):

$$\frac{1}{(\tilde{I}_s \tilde{I}_p)} \frac{d(\tilde{I}_s \tilde{I}_p)}{dx} = \gamma |g_I| \cdot \sin(2\rho x + \varphi_s + \varphi_p) \cdot \cos(\Delta\varphi), \quad (4.29)$$

$$\frac{d}{dx}(\tilde{I}_p - \tilde{I}_s) = -\alpha(\tilde{I}_p + \tilde{I}_s), \quad (4.30)$$

$$\frac{\partial \varphi_s}{\partial x} = \frac{\gamma}{2} (|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_s + \varphi_p)) \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_p}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \quad (4.31)$$

$$\frac{\partial \varphi_p}{\partial x} = \frac{\gamma}{2} (|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_s + \varphi_p)) \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_s}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}. \quad (4.32)$$

Интеграл уравнения (4.29) имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{I}_s(x) \tilde{I}_p(x) &= \tilde{I}_s(0) \tilde{I}_p(0) \times \\ &\times \exp \left\{ \gamma |g_I| \int_0^x \sin(2\rho x + \varphi_p + \varphi_s) \cos(\Delta\varphi) dx \right\} \end{aligned} \quad (4.33)$$

и зависит от поведения фаз взаимодействующих волн в кристалле.

Изменения фаз падающей и отраженной волн определяются уравнениями (4.31) и (4.32). При формировании фазовой голографической решетки в кристаллах среза (100) линейно поляризованным падающим пучком накачки, взаимодействующим с отраженным от выходной грани образца сигнальным пучком (рис. 4.1), будем полагать угол падения малым. В этом случае интенсивности и фазы взаимодействующих волн при $x = 0$ связаны соотношениями

$$\tilde{I}_S(0) = \tilde{I}_P(0)R^2; \quad \varphi_p(0) = \varphi_s(0) = \theta_{P0}, \quad (4.34)$$

где R — френелевский коэффициент отражения для нормального падения и θ_{P0} — угол между вектором поляризации светового поля на выходной грани кристалла и осью y используемой системы координат.

В процессе встречного взаимодействия фазы световых волн изменяются как за счет естественной оптической активности, так и благодаря взаимодействию на отражательной решетке. Из уравнений (4.31) и (4.32) следует, что при $\theta_{P0} = \pm 45^\circ$ вблизи границы $x = 0$ изменения фаз падающей и отраженной волн минимальны. Отметим, что при этих же поляризационных углах достигаются и экстремумы функции

$$\Delta(x) = \sin(2\rho x + \varphi_s(x) + \varphi_p(x))\cos(\Delta\varphi), \quad (4.35)$$

определяющей экстремальные значения перекачки интенсивности света между пучками сигнала и накачки в соответствии с уравнением (4.33). Для тонких кристаллов с малым удельным вращением указанные обстоятельства позволяют пренебречь зависимостями $\varphi_s(0)$ и $\varphi_p(0)$ от координаты в уравнениях (4.33) и (4.35) и представить их в таком скалярном приближении в следующем виде:

$$\tilde{I}_S(x)\tilde{I}_P(x) = \tilde{I}_S(0)\tilde{I}_P(0)\exp(-\Gamma x), \quad (4.36)$$

где $\Gamma = \gamma|g_I|\tilde{\Delta}$ — эффективный коэффициент усиления для встречного взаимодействия и $\tilde{\Delta}$ — среднее значение функции $\Delta(x)$ на интервале от 0 до $-d$.

С использованием соотношения (4.36) интеграл уравнения (4.30) может быть получен в скалярном приближении в следующем виде [21]:

$$x = -\frac{1}{\Gamma + 2\alpha} \ln \left[\frac{\tilde{I}_p^2(x)}{\tilde{I}_p^2(0)} \exp(\Gamma x) \right] + \frac{2\Gamma}{\Gamma^2 - 4\alpha^2} \times \\ \times \ln \left[\frac{(\Gamma - 2\alpha)\tilde{I}_p^2(x) \exp(\Gamma x) - (\Gamma + 2\alpha)\tilde{I}_s(0)\tilde{I}_p(0)}{(\Gamma - 2\alpha)\tilde{I}_p^2(0) - (\Gamma + 2\alpha)\tilde{I}_s(0)\tilde{I}_p(0)} \right]. \quad (4.37)$$

Уравнения (4.36) и (4.37) позволяют определить временные зависимости параметров кристаллов $\Gamma(t)$ и $\alpha(t)$ из экспериментальных данных по динамике интенсивностей опорного $I_p(t)$ и сигнального $I_s(t)$ лазерных пучков.

4.5. Экспериментальные исследования динамики двухпучкового взаимодействия света на отражательных решетках в кристаллах титаната висмута

4.5.1. Экспериментальная установка и методика исследования

В данном подразделе представлены результаты экспериментальных исследований динамики двухпучкового взаимодействия лазерного излучения на голографических решетках отражательного типа в кристаллах титаната висмута среза (100) [21, 25, 26, 29, 39, 40]. Эксперименты проводились в номинально чистых, но имеющих отклонения от стехиометрического состава, и в легированных Cu, Cu+Fe, Cu+Co, Ca и Cd+Ga монокристаллах титаната висмута.

Динамика формирования отражательных решеток в кристаллах титаната висмута исследовалась на экспериментальной установке, схема которой изображена на рис. 4.4. Луч света от He-Ne-лазера ($\lambda = 633$ нм) с гауссовым распределением амплитуды и линейной поляризацией, проходя коллиматор C , расширялся до диаметра $2r_0 = 2-4$ мм по уровню половинной интенсивности. Регулировка мощности падающего пучка I_0 осуществлялась с помощью нейтрального светофильтра F . Плотность мощности лазерного излучения в экспериментах составляла ~ 70 мВт/см² на входной грани кристаллов. Поляризация пучка накачки, близкая к круговой (коэффициент эллип-

точности $\Psi \geq 0,96$), задавалась на входной грани кристаллов ($x = -d$) с помощью поляризационной системы, содержащей составную четвертьволновую пластинку QWP [51] и дихроичный поляризатор $P1$.

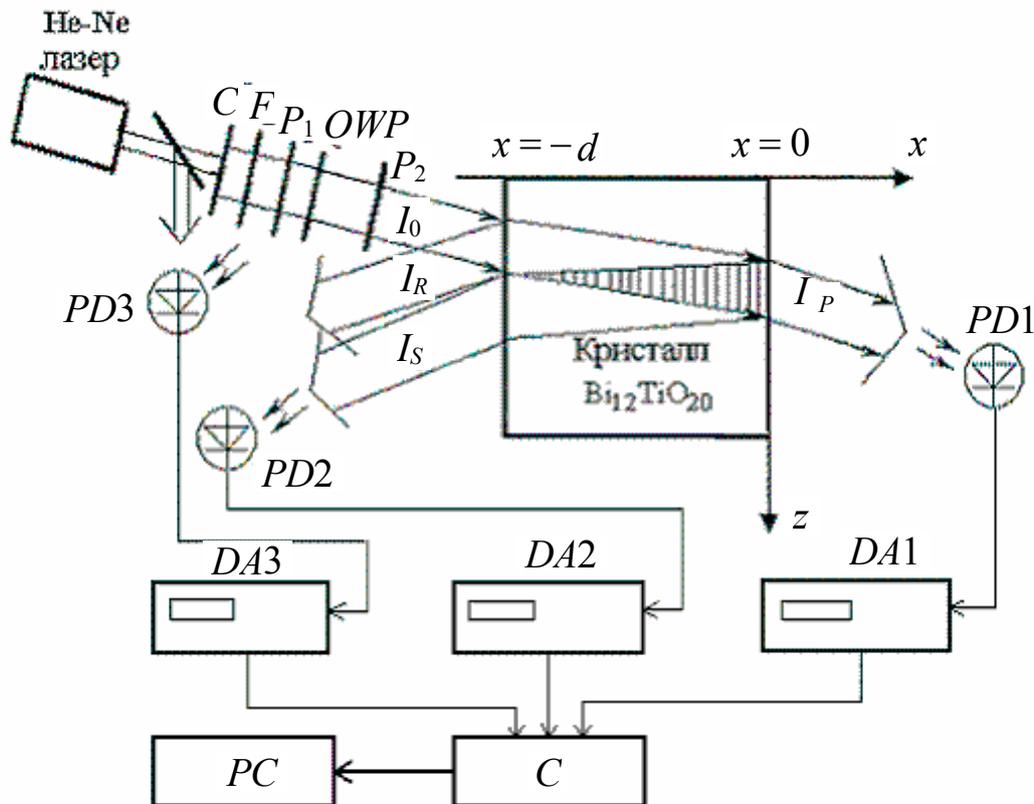


Рис. 4.4. Схема экспериментальной установки для исследования двухпучкового взаимодействия света на отрагательной решетке в кристаллах титаната висмута

Линейная поляризация пучка накачки с необходимой ориентацией вектора поляризации задавалась дихроичным поляризатором $P2$. Часть падающего пучка с помощью стеклянной пластины M ответвлялась и поступала на фотодиод $PD3$ для контроля флуктуаций мощности излучения лазера в ходе эксперимента. Небольшая клиновидность образца ($\sim 0,2^\circ$) давала возможность разделить пучки с интенсивностями I_R и I_S , отраженные соответственно от входной ($x = -d$) и выходной ($x = 0$) граней кристаллов. Фотодиоды $PD1$ и $PD2$ фиксировали изменения интенсивности интерферирующих между собой в кристалле прошедшего I_P и отраженного от задней грани кристалла сигнального I_S световых пучков. Фотодиоды подключались к цифровым микроамперметрам $DA1$, $DA2$, $DA3$ и описанной в

п. 2.2.1 компьютерной системе съема данных, позволяющей регулировать интервалы времени между отсчетами показаний на различных этапах эксперимента от 0,1 до 10 с.

Настройка оптической системы производилась при значительном (более чем стократном) ослаблении падающего пучка. Затем входной пучок перекрывался светонепроницаемым затвором и устанавливалась необходимая мощность излучения. Открытие затвора синхронизировалось с началом работы измерительной системы. Эксперименты проводились в затемненном помещении для исключения влияния на их результаты внешней подсветки.

В промежутках между экспериментами кристалл закрывался светонепроницаемым футляром для изоляции от внешней за- светки и обеспечения релаксации его состояния к исходному.

4.5.2. Влияние стехиометрии на двухпучковое взаимодействие света на отражательных решетках в номинально чистых кристаллах титаната висмута

Динамика двухволнового взаимодействия света на отражательной решетке в номинально чистых кристаллах титаната висмута среза (100) исследовалась для образцов, характеризующихся содержанием TiO_2 в расплаве на момент кристаллизации данного участка монокристаллической булы 7,5 (образец 1), 8,9 (образец 2) и 9,9 (образец 3) мол. %. Образцы имели оптически полированные грани (100) и толщину 1,3 мм в направлении оси [100].

В кристаллах, благодаря интерференции проходящего через них и отраженного от выходной грани пучков света, формировалась голографическая решетка с вектором \mathbf{K} , ориентированным вдоль кристаллографической оси [100]. Ориентация вектора поляризации пучка накачки на отражающей грани кристалла ($x = 0$) задавалась поляроидом $P2$ (см. рис. 4.4) и составляла угол $\theta = 45^\circ$ с осью [010] кристалла.

Временные зависимости нормированной интенсивности пучков $I_P(t)$ и $I_S(t)$, наблюдаемые после включения падающего пучка гелий-неонового лазера ($I_0 \approx 80$ мВт/см²) для кристаллов с различным содержанием TiO_2 , показаны на рис. 4.5.

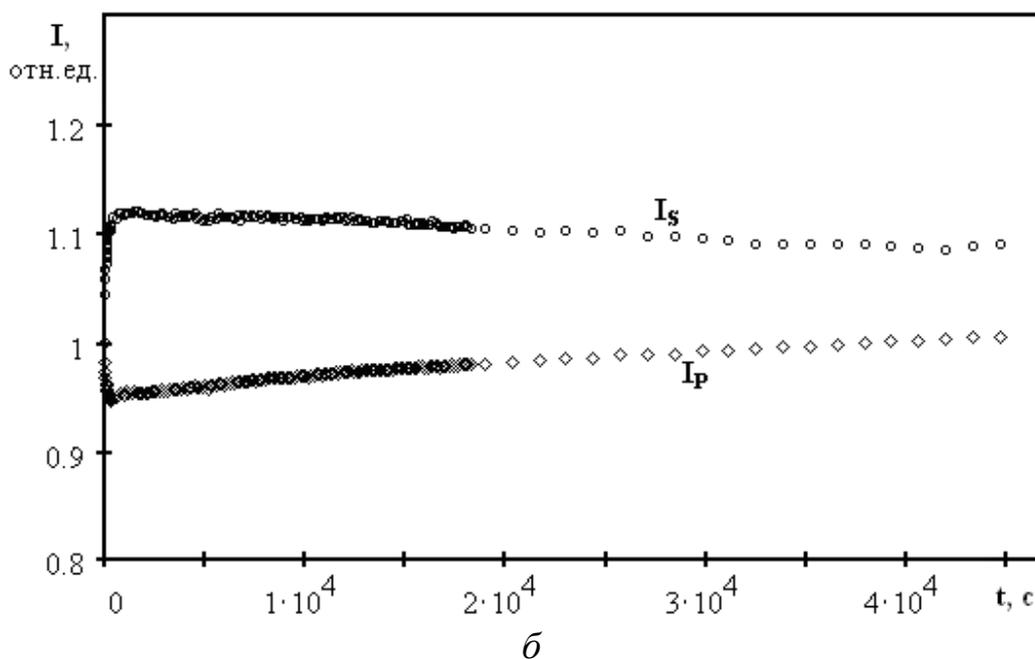
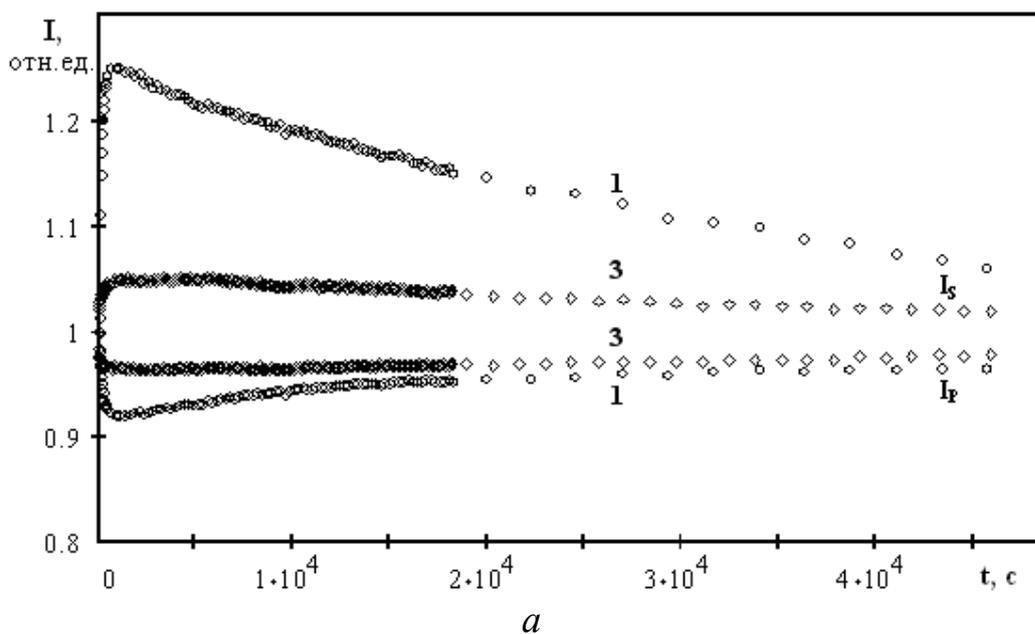


Рис. 4.5. Нормированные временные зависимости интенсивностей сигнального I_S и прошедшего I_P пучков при оптимальной поляризации лазерного излучения с входной интенсивностью $I_0 \approx 80 \text{ мВт/см}^2$ для образцов $\text{Вi}_{12}\text{ТiO}_{20}$ 1, 3 (а) и 2 (б) с содержанием оксида титана в расплаве на момент кристаллизации 7,5, 9,8 и 8,9 мол. % соответственно

Наблюдаемое в экспериментах увеличение мощности сигнала и ослабление накачки для всех исследуемых образцов происходит вследствие двухпучкового взаимодействия на формирующейся в кристалле отражательной решетке, сдвинутой

относительно интерференционной картины на четверть пространственного периода. В данном случае, при оптимальной поляризации волны накачки, это усиление превосходит ослабление, связанное с развитием в кристаллах процесса фотоиндуцированного поглощения света.

Характерно, что во всех трех кристаллах на начальном участке ($t < 5$ мин) при используемой входной интенсивности наблюдаются относительно быстрые процессы роста сигнала и ослабления накачки. При времени засветки $t \approx 15$ мин сигнальный пучок достигает максимума для кристалла 1 (7,5 мол. % TiO_2 в расплаве), а далее происходит его медленное падение в течение всего эксперимента, продолжающегося, как правило, примерно 13 часов. С увеличением содержания TiO_2 в образцах 2 (8,9 мол. % TiO_2 в расплаве) и 3 (9,9 мол. % TiO_2 в расплаве) наблюдается уменьшение степени усиления сигнального пучка в ходе эксперимента и скорости падения его интенсивности. Наибольшие изменения интенсивности $I_p(t)$ для прошедшего пучка также наблюдаются в кристалле 1 (рис. 4.5,а). Однако скорость роста $I_p(t)$ после достижения минимума при $t \approx 10$ мин максимальна для кристалла 2, причем при $t > 10$ часов пропускание кристалла 2 приняло начальное значение, а затем даже превысило его (см. рис. 4.5,б).

Полученные результаты изменений интенсивности когерентного излучения лазера с длиной волны $\lambda = 633$ нм были сопоставлены с динамикой изменения интенсивности в тех же кристаллах узкополосного некогерентного излучения полупроводникового светодиода с центральной длиной волны $\lambda \approx 660$ нм. Временные зависимости интенсивности прошедшего через исследуемые образцы титаната висмута некогерентного излучения светодиода ($\lambda \approx 660$ нм, $I_0 \approx 80$ мВт/см²) при двукратной засветке кристаллов, разделенной этапом темновой релаксации, приведены на рис. 4.6.

Как видно из графиков на рис. 4.6, при засветке кристаллов некогерентным излучением светодиода падение интенсивности прошедшего излучения происходит монотонно для всех трех исследуемых образцов и начинается сразу после его включения. Наибольшие изменения ($\sim 5\%$) происходят в кристалле 1. В кристалле 3 с максимальным содержанием TiO_2 в расплаве изменения интенсивности прошедшего пучка $I_p(t)$ выражены сла-

бо и составляют доли процента. Сравнительно быстрое падение интенсивности прошедшего излучения наблюдается в течение 10–20 минут после начала засветки. Медленная составляющая фотоиндуцированного поглощения приводит к уменьшению $I_p(t)$, не прекращающегося в течение всего времени засветки.

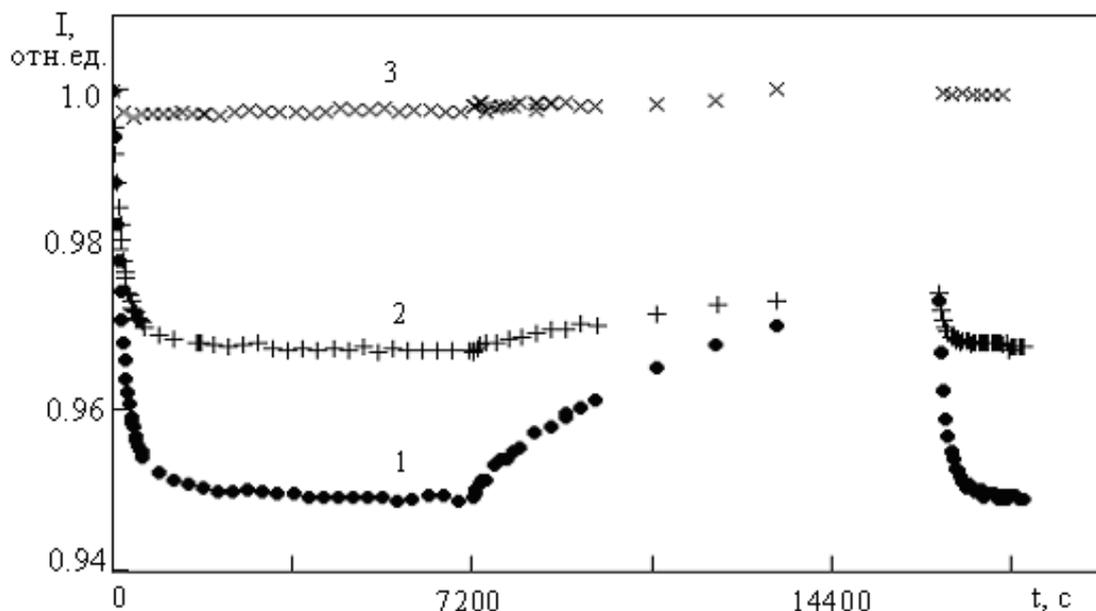


Рис. 4.6. Динамика изменения нормированной интенсивности прошедшего некогерентного света для образцов $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ 1, 2 и 3 при их непрерывном облучении в интервалах времени 0–7200 с и 16500–18000 с и при кратковременных включениях освещения в промежутке 7200–16500 с

Блокирование падающего излучения при $t = 7200$ с вызывает темновую релаксацию наведенного поглощения, и интенсивность проходящего через кристалл пробного пучка, включаемого в определенные моменты времени (см. рис. 4.6), увеличивается. Скорость темновой релаксации максимальна для кристалла 1 (7,5 мол. % TiO_2 в расплаве) и минимальна для кристалла 3 (9,9 мол. % TiO_2 в расплаве). При повторном включении освещения ($t = 16500$ с) интенсивность прошедшего излучения вновь уменьшается, достигая для кристаллов 1 и 2 прежних минимальных значений. Для кристалла 3 повторная засветка приводит к малым изменениям прошедшего света, сопоставимым с экспериментальной погрешностью.

Для анализа динамики двухволнового взаимодействия на отражательных голографических решетках в тонких образцах

титаната висмута среза (100) воспользуемся скалярным приближением, рассмотренным выше в подразд. 4.4 для волн с линейной поляризацией. Уравнения (4.36) и (4.37) позволяют определить временные зависимости параметров кристаллов $\Gamma(t)$ и $\alpha(t)$ из экспериментальных данных по динамике интенсивностей $I_P(t)$ и $I_S(t)$ для лазерных пучков сигнала и накачки.

Результаты расчета временных зависимостей коэффициента усиления $\Gamma(t)$ и фотоиндуцированного изменения коэффициента поглощения $\Delta\alpha = \alpha(t) - \alpha(0)$ из экспериментальных данных, показанных выше на рис. 4.5, представлены на рис. 4.7 и 4.8.

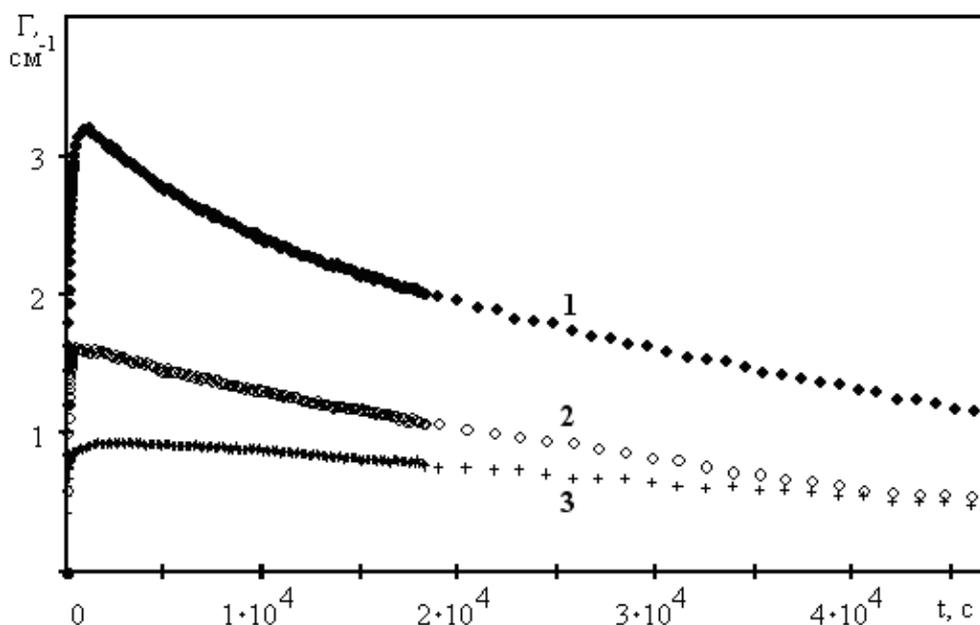


Рис. 4.7. Временные зависимости экспоненциального коэффициента двухпучкового усиления $\Gamma(t)$ для образцов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ 1, 2 и 3, полученные из представленных на рис. 4.5 экспериментальных данных для $I_P(t)$ и $I_S(t)$ с использованием скалярной модели взаимодействия

Из данных рисунков видно, что немонотонное поведение рассчитанных таким образом зависимостей $\Gamma(t)$ и $\Delta\alpha(t)$ характерно для всех исследованных образцов, однако в кристалле 3 (максимальное содержание оксида титана в расплаве) этот эффект выражен слабо. Максимальный коэффициент двухпучкового усиления на отражательной решетке достигается в кристалле 1 (7,5 мол. % TiO_2 в расплаве) при временах ее формирования от 10 до 20 минут. Для этого же кристалла наблюдается и макси-

мальное фотоиндуцированное изменение коэффициента поглощения $\Delta\alpha(t)$, составляющее $0,38 \text{ см}^{-1}$.

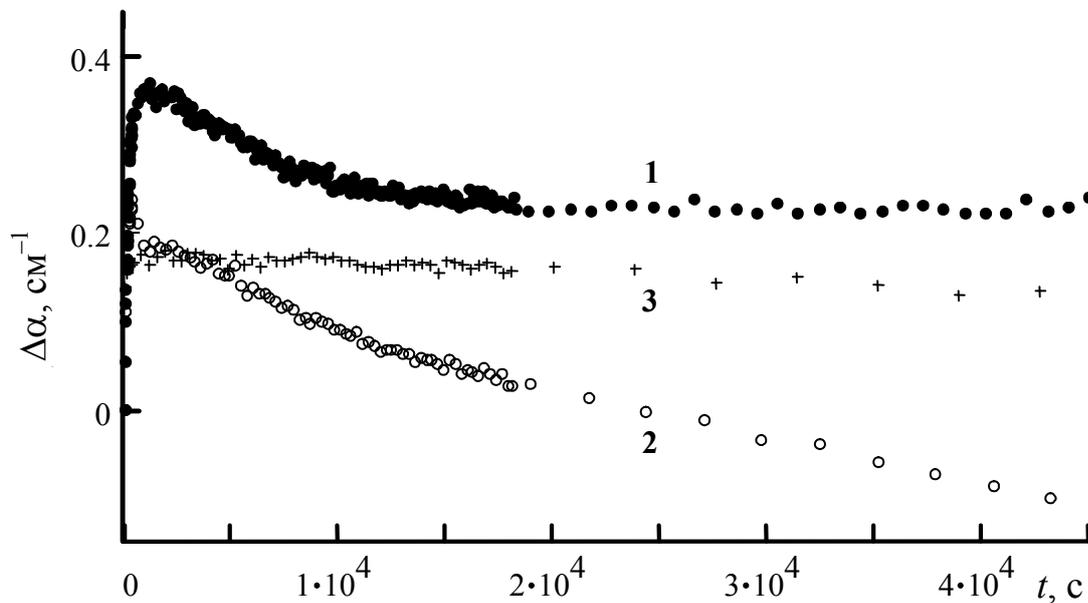


Рис. 4.8. Временные зависимости фотоиндуцированных изменений коэффициента поглощения $\Delta\alpha(t) = \alpha(t) - \alpha(0)$ лазерного излучения для образцов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ 1, 2 и 3, полученные из представленных на рис. 4.5 экспериментальных данных для $I_P(t)$ и $I_S(t)$ с использованием скалярной модели взаимодействия

В случае некогерентного излучения формирование отражательной решетки не происходит и изменение коэффициента поглощения кристаллов $\Delta\alpha(t)$ может быть легко получено из экспериментальных зависимостей $I_P(t)$. Динамика развития фотоиндуцированного поглощения некогерентного излучения для представленных на рис. 4.6 экспериментальных данных приведена на рис. 4.9.

Основное отличие данных зависимостей для кристаллов 1 и 2 от аналогичных кривых, полученных при когерентном излучении по скалярной модели (рис. 4.8), заключается в монотонности поведения.

Такие различия могут быть связаны с изменением поляризации когерентных волн в процессе взаимодействия на отражательной решетке [21, 24]. В начальный момент времени решетка отсутствует и поляризация отраженной от выходной грани кристалла сигнальной волны точно совпадает с поляризацией волны накачки по всему кристаллу. Рост поля пространственного заря-

да вызывает как перекачку мощности из накачки в сигнальный пучок, так и поворот их плоскостей поляризации.

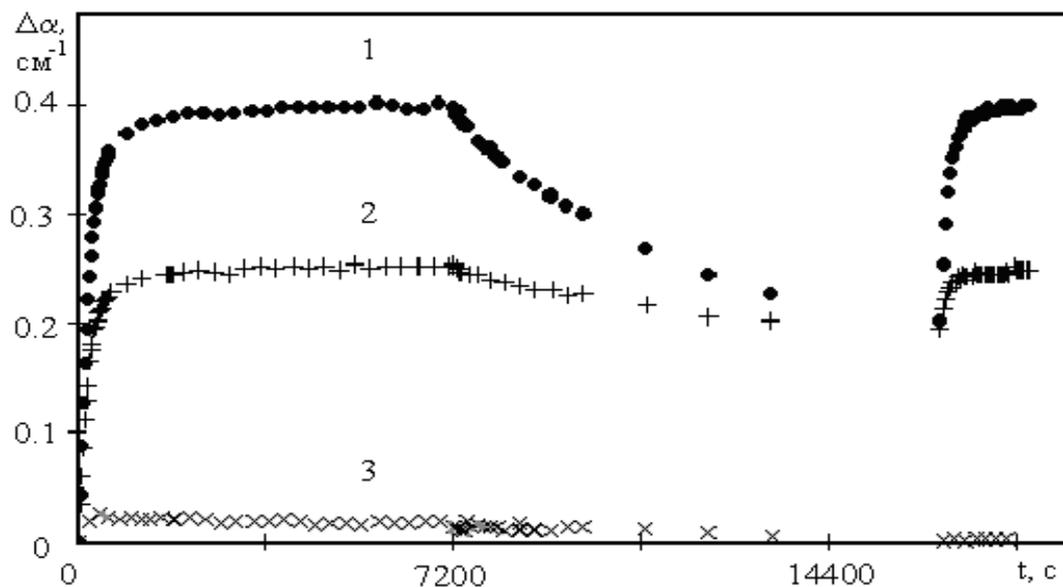


Рис. 4.9. Временные зависимости фотоиндуцированных изменений коэффициента поглощения $\Delta\alpha(t) = \alpha(t) - \alpha(0)$ некогерентного излучения для образцов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ 1, 2 и 3, полученные из представленных на рис. 4.6 экспериментальных данных

Это приводит к уменьшению эффективности взаимодействия и может быть причиной немонотонного поведения экспоненциального коэффициента двухпучкового усиления (кривые 1 и 2 на рис. 4.7). В этом случае использование скалярной модели может дать значительную погрешность в расчетах зависимостей $\Gamma(t)$ и $\Delta\alpha(t)$. Для образца 3 (9,8 мол. % TiO_2 в расплаве), характеризующегося малой эффективностью двухпучкового взаимодействия, скалярная модель является более приемлемой, а зависимость $\Delta\alpha(t)$ для когерентного излучения (кривая 3 на рис. 4.8) имеет монотонный характер.

Количественные различия в достигаемых значениях $\Delta\alpha(t)$ для когерентного и некогерентного излучения могут быть обусловлены достаточно сильной спектральной зависимостью фотоиндуцированного поглощения в кристалле.

Таким образом, проведенные долговременные эксперименты показали, что стехиометрия кристаллов титаната висмута оказывает существенное влияние на взаимодействие световых

волн на отражательных решетках с малым пространственным периодом. При изменении содержания двуокиси титана в расплаве на момент кристаллизации от 9,9 до 7,5 мол. % максимально достигаемый коэффициент двухпучкового усиления на длине волны 633 нм увеличивается от 0,9 до 3,2 см⁻¹.

4.5.3. Динамика формирования отражательных голограмм в легированных кристаллах титаната висмута среза (100)

Легирование является эффективным способом воздействия на фоторефрактивные и фотохромные характеристики кристаллов титаната висмута [20, 29, 52–54]. Динамика записи фоторефрактивных решеток в легированных кристаллах титаната висмута в отражательной геометрии исследовалась для шести кристаллов среза (100) [29, 30, 40]. Образцы были легированы как отдельными элементами, так и комбинациями элементов:

Cu (0,04 вес. % Cu, $d = 0,55$ мм),

Fe+Cu (0,04 вес. % Fe+0,004 вес. % Cu, $d = 1,14$ мм),

Cu+Co (0,0022 вес. % Cu+0,0015 вес. % Co, $d = 0,53$ мм),

Co+Cu (0,001 вес. % Co+0,001 вес. % Cu, $d = 0,65$ мм),

Ca ($d = 5,89$ мм),

Cd+Ga ($d = 1,5$ мм),

где d — размер вдоль кристаллографической оси (100). Эксперименты выполнялись на установке, схема которой описана в подразд. 4.2 (см. рис. 4.4). Ориентация вектора поляризации пучка накачки на выходной грани $x = 0$ во всех экспериментах составляла угол $\theta = 45^\circ$ с осью [010] кристалла.

Временные зависимости нормированной интенсивности пучков $I_P(t)$ и $I_S(t)$, наблюдаемые после включения падающего пучка гелий-неонового лазера ($I_0 \approx 80$ мВт/см²) для легированных кристаллов, показаны на рис. 4.10–4.15.

Эффект перераспределения мощности между пучками накачки и сигнала наблюдается по мере формирования отражательной решетки во всех исследованных кристаллах. В кристалле ВТО:Са изменения интенсивности были наибольшими, что связано с большей длиной взаимодействия по сравнению с другими образцами. Однако различия в коэффициентах усиления

при встречном взаимодействии можно объяснить только наличием различных примесей, существенно влияющих на фоторефрактивные свойства легированных кристаллов.

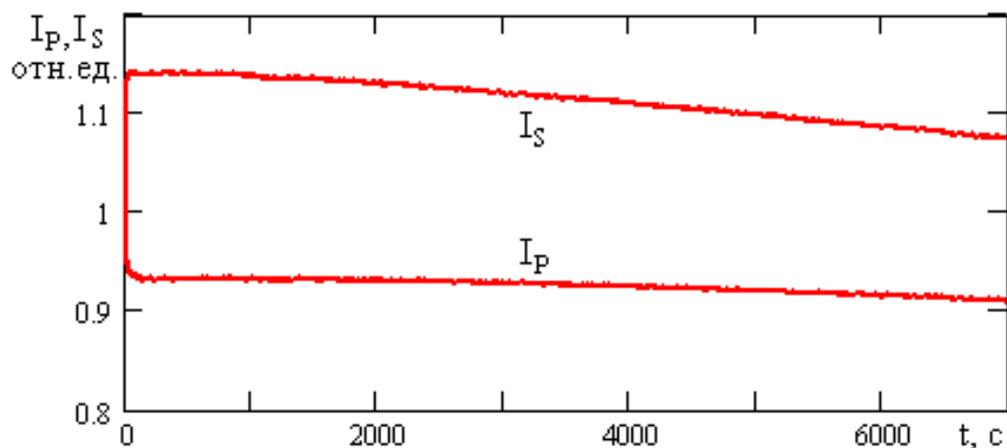


Рис. 4.10. Динамика изменения интенсивности сигнального пучка I_S и пучка накачки I_P при формировании отражательной голографической решетки в кристалле ВТО:Cu

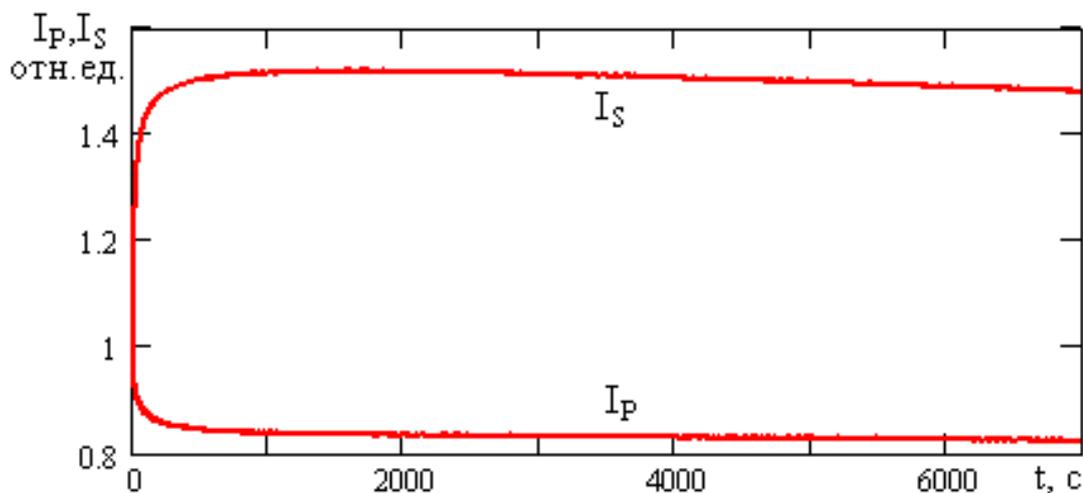


Рис. 4.11. Динамика изменения интенсивности сигнального пучка I_S и пучка накачки I_P при формировании отражательной голографической решетки в кристалле ВТО:Fe+Cu

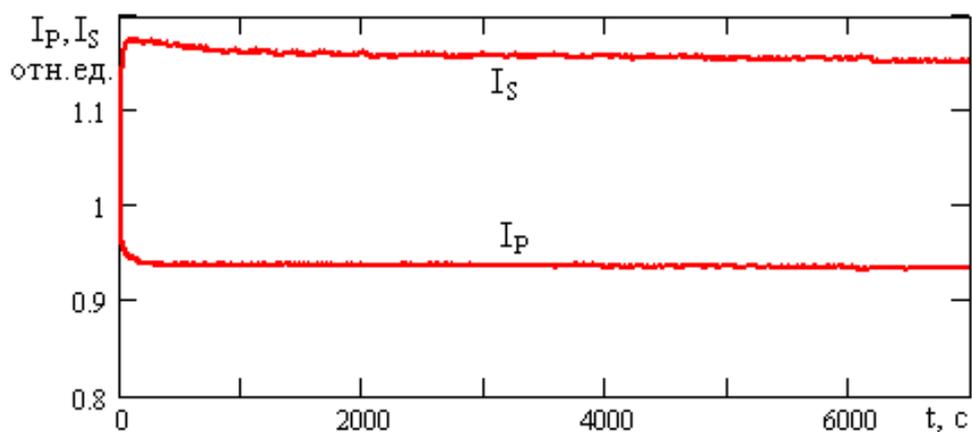


Рис. 4.12. Динамика изменения интенсивности сигнального пучка I_S и пучка накачки I_P при формировании отражательной голографической решетки в кристалле ВТО:Cu+Co

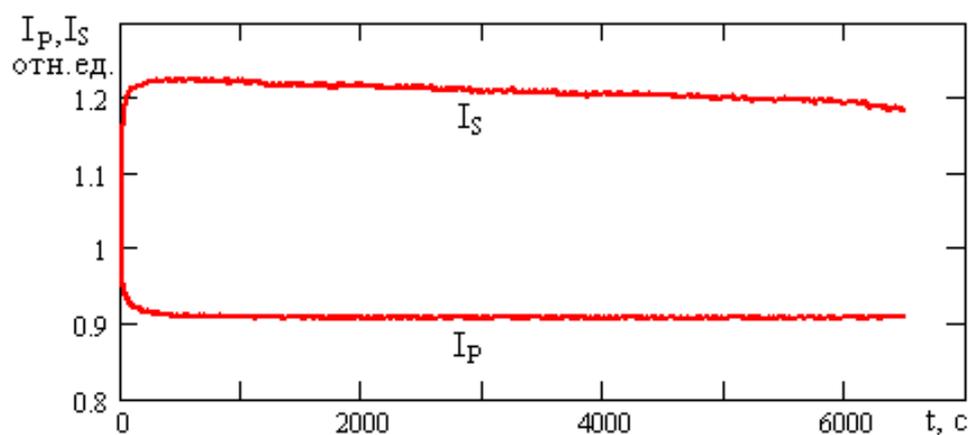


Рис. 4.13. Динамика изменения интенсивности сигнального пучка I_S и пучка накачки I_P при формировании отражательной голографической решетки в кристалле ВТО:Co+Cu

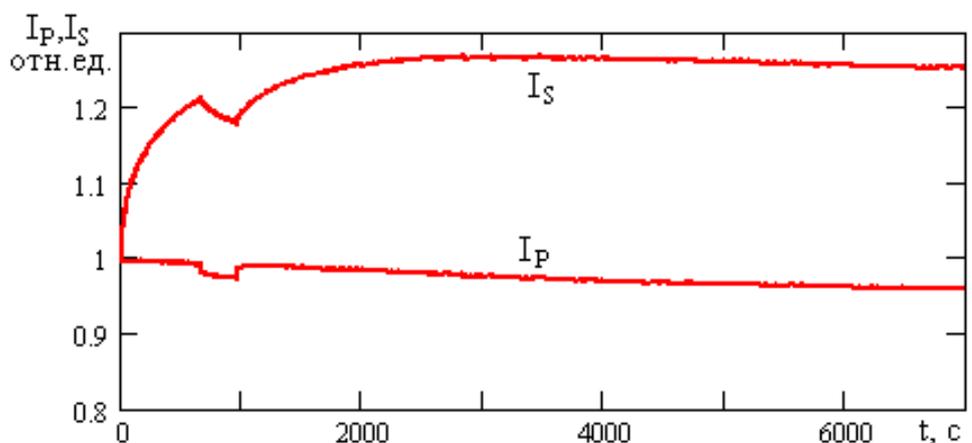


Рис. 4.14. Динамика изменения интенсивности сигнального пучка I_S и пучка накачки I_P при формировании отражательной голографической решетки в кристалле ВТО:Cd+Ga

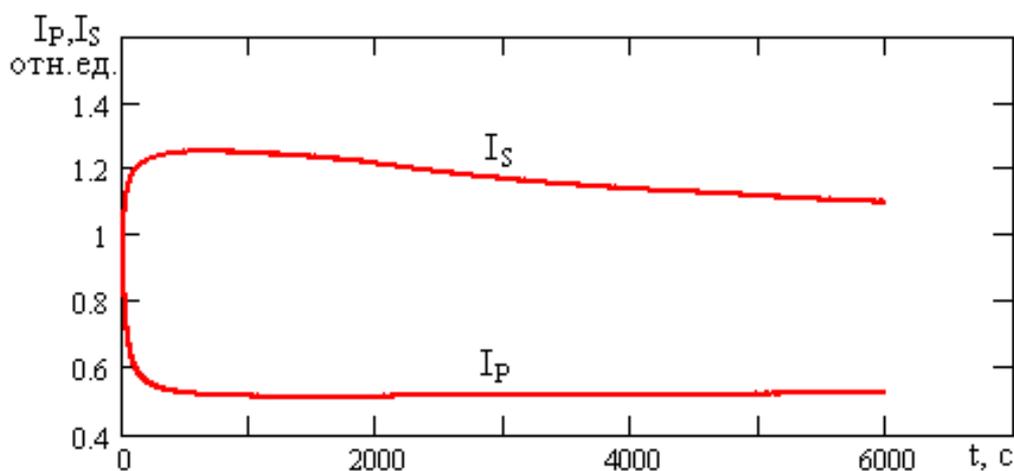


Рис. 4.15. Динамика изменения интенсивности сигнального пучка I_S и пучка накачки I_P при формировании отражательной голографической решетки в кристалле ВТО:Са

Временные изменения коэффициента усиления $\Gamma(t)$ рассчитывались из измеряемых экспериментальных значений I_0 , $I_P(t)$ и $I_S(t)$ на основе скалярной модели. Результаты этого расчета представлены на рис. 4.16 для всех исследованных легированных кристаллов, при входной интенсивности $I_0 \approx 80$ мВт/см². Из данного рисунка видно, что немонотонное поведение рассчитанных таким образом зависимостей $\Gamma(t)$ характерно для кристаллов ВТО:Cu, ВТО:Cu,Co и ВТО:Ca.

В кристалле ВТО:Fe,Cu этот эффект выражен слабо, а в кристалле ВТО:Cd,Ga коэффициент $\Gamma(t)$ монотонно возрастает в течение всего эксперимента, продолжавшегося 2 часа.

В образцах, легированных Cu, Cu+Co, Fe+Cu, эффективность двухволнового взаимодействия выше, чем в нелегированном кристалле титаната висмута (7,5 мол. % TiO₂ в расплаве). Экспоненциальный коэффициент двухпучкового усиления Γ на отражательной решетке в этих кристаллах в 1,6–2,2 раза превышает коэффициент усиления в нелегированном кристалле.

Максимальный коэффициент двухпучкового усиления на отражательной решетке $\Gamma \approx 6,8$ см⁻¹ достигается в кристалле ВТО:Fe,Cu при временах ее формирования от 10 до 15 минут. Легирование кристаллов такими примесями, как Ca или Cd+Ga, приводит к уменьшению эффективности двухволнового взаимодействия на отражательной решетке по сравнению с нелегированным кристаллом ВТО.

Кроме различий в величине перекачки мощности на формируемых отражательных решетках в кристаллах с различными легирующими примесями, можно отметить различия в скоростях формирования таких решеток (рис. 4.17).

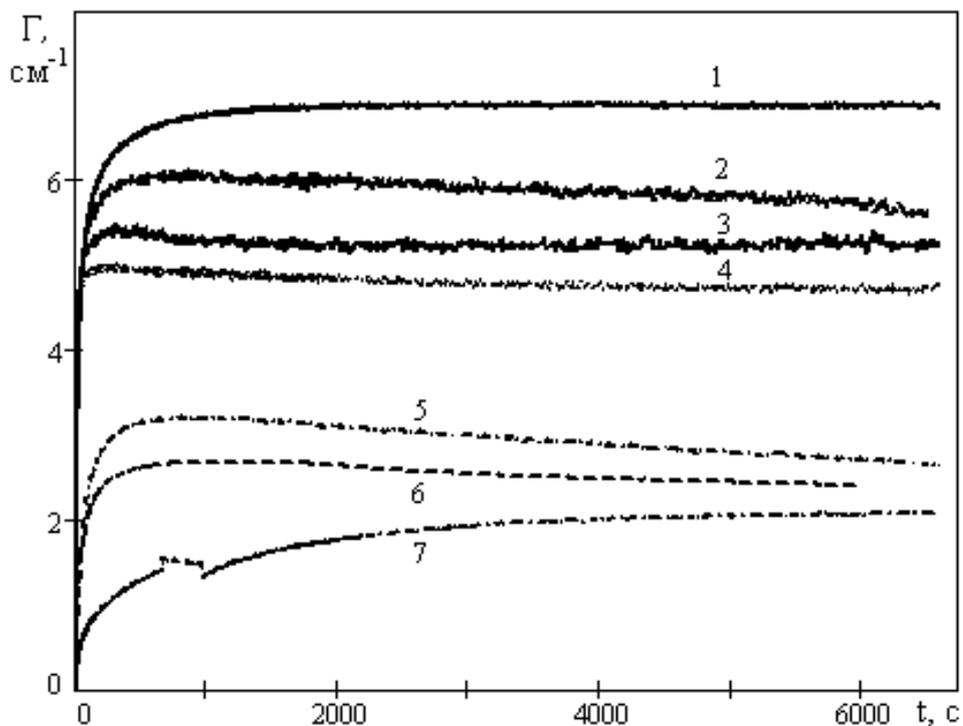


Рис. 4.16. Временные зависимости экспоненциального коэффициента усиления $\Gamma(t)$ в кристаллах ВТО:
 (0,04 вес.% Fe+0,004 вес.%Cu) (1);
 (0,001 вес.% Co+0,001 вес.% Cu) (2);
 (0,0022 вес.% Cu+0,0015 вес.% Co) (3);
 (0,04 вес. % Cu) (4); нелегированный кристалл
 (7,5 мол.% TiO_2) (5); ВТО:Ca (6); ВТО:Cd+Ga (7)

Более высокая скорость формирования решетки наблюдается в кристаллах, легированных Cu и Cu+Co, по сравнению с кристаллом, легированном Fe+Cu. Минимальное время формирования отражательной решетки, составляющее ~ 50 с при интенсивности пучка накачки 80 мВт/см^2 , достигается в кристалле $\text{Вi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Cu}$, легированном медью в количестве 0,04 вес. %. Однако кристалл, легированный Fe+Cu, характеризуется максимальной эффективностью перекачки мощности на красном свете с длиной волны $\lambda = 633 \text{ нм}$.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что эффективные отражательные фоторефрактивные решетки

формируются лазерными пучками с длиной волны 633 нм в легированных кристаллах титаната висмута среза (100) в отсутствие внешнего электрического поля.

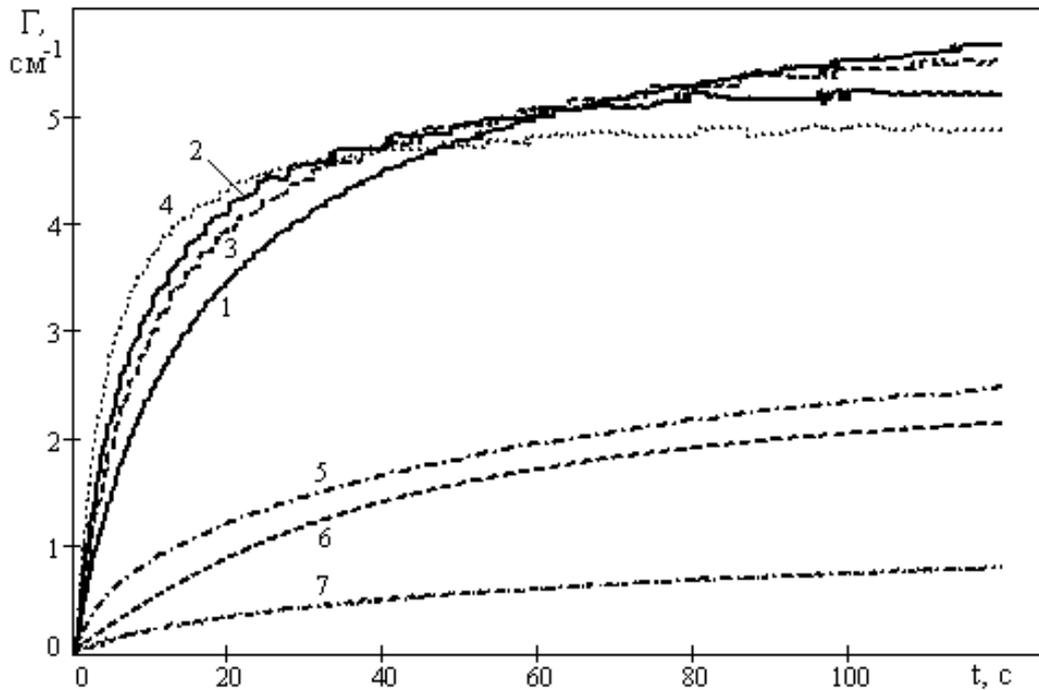


Рис. 4.17. Начальный период формирования голографической решетки в кристаллах ВТО: (0,04 вес.% Fe+0,004 вес.%Cu) (1); (0,001 вес.% Co+0,001 вес.% Cu) (2); (0,0022 вес.% Cu+0,0015 вес.% Co) (3); (0,04 вес. % Cu) (4); нелегированный кристалл (7,5 мол.% TiO₂) (5); ВТО:Ca (6); ВТО:Cd+Ga (7)

Эффективность двухволнового взаимодействия на отражательных решетках в кристаллах титаната висмута существенно зависит от легирующих элементов, которые и определяют концентрацию ловушек, принимающих участие в формировании поля пространственного заряда фоторефрактивной голограммы. Максимальный коэффициент двухпучкового усиления на отражательной решетке, достигающий значений $\Gamma \approx 6,8 \text{ см}^{-1}$, получен для легированного медью и железом кристалла ВТО: Fe,Cu.

4.5.4. Поляризационные зависимости для взаимодействия линейно поляризованных волн на фазовых решетках в кристалле титаната висмута среза (100)

Ориентация векторов поляризации светового поля пучков сигнала и накачки существенным образом влияет на процесс формирования отражательной голографической решетки и взаимодействия на ней световых волн в кристаллах титаната висмута. В предыдущих пп. 4.5.2 и 4.5.3 встречное двухволновое взаимодействие изучалось в скалярном приближении, для тонких кристаллов титаната висмута среза (100). В этом случае, при фиксированной оптимальной поляризации светового излучения на выходной грани, изменения поляризационной структуры света за счет оптической активности и взаимодействия на решетке слабо влияют на его эффективность. В практических приложениях для увеличения перекачки в сигнальный пучок мощности от опорного пучка требуется использование достаточно толстых кристаллов, где скалярное приближение не справедливо.

В данном пункте на основе использования векторной модели, рассмотренной в подразд. 4.1, представлены результаты исследования поляризационных характеристик встречного двухпучкового взаимодействия линейно поляризованного света с длиной волны 633 нм на отражательных решетках в кристаллах титаната висмута среза (100) [39].

При анализе поляризационных характеристик встречного взаимодействия считалось, что фазовая голографическая решетка сформирована при взаимодействии падающего пучка накачки с отраженным от выходной грани образца $x = 0$ сигнальным пучком, а входная грань $x = -d$ (см. рис. 4.4) просветлена с помощью антиотражающего покрытия. В этом случае интенсивности и фазы взаимодействующих волн при $x = 0$ связаны соотношениями (4.34), которые использовались при интегрировании общих уравнений (4.19)–(4.22) в качестве начальных условий, позволяющих задавать ориентацию вектора поляризации светового поля на выходной грани через угол θ_{P0} между этим вектором и осью y используемой системы координат.

Результаты проведенного численного анализа для кристаллов титаната висмута среза (100) ($g_I = i$, $g_E = 0$), в которых

абсорбционной решеткой пренебрегалось, представлены на рис. 4.18 и 4.19. В расчетах использовалось значение удельного оптического вращения $\rho = -6,34$ угл. град \cdot мм $^{-1}$, типичное для длины волны света $\lambda = 633$ нм. Коэффициент поглощения и постоянная связи принимались соответственно равными $\alpha = 2,3$ см $^{-1}$ и $\gamma = 6,8$ см $^{-1}$.

Рассчитанные по результатам численного анализа в соответствии с формулой (4.26) зависимости эффективного коэффициента усиления от выходного угла θ_{P0} для кристаллов с толщинами $d = 0,1, 2,6, 5,0$ мм представлены на рис. 4.18. Из рис. 4.18 видно, что для кристалла толщиной $d = 0,1$ мм максимум усиления ($\Gamma_{eff} = 6,8$ см $^{-1}$) достигается при $\theta_{P0} = 135^\circ$. При поляризационном угле $\theta_{P0} = 45^\circ$ усиление достигает такого же максимального, но отрицательного значения, что соответствует наибольшей перекачке мощности из сигнального пучка в пучок накачки. С увеличением толщины кристалла d амплитуды экстремумов уменьшаются, и при отрицательных значениях ρ они сдвигаются по углу θ_{P0} в сторону меньших значений тем сильнее, чем толще кристалл.

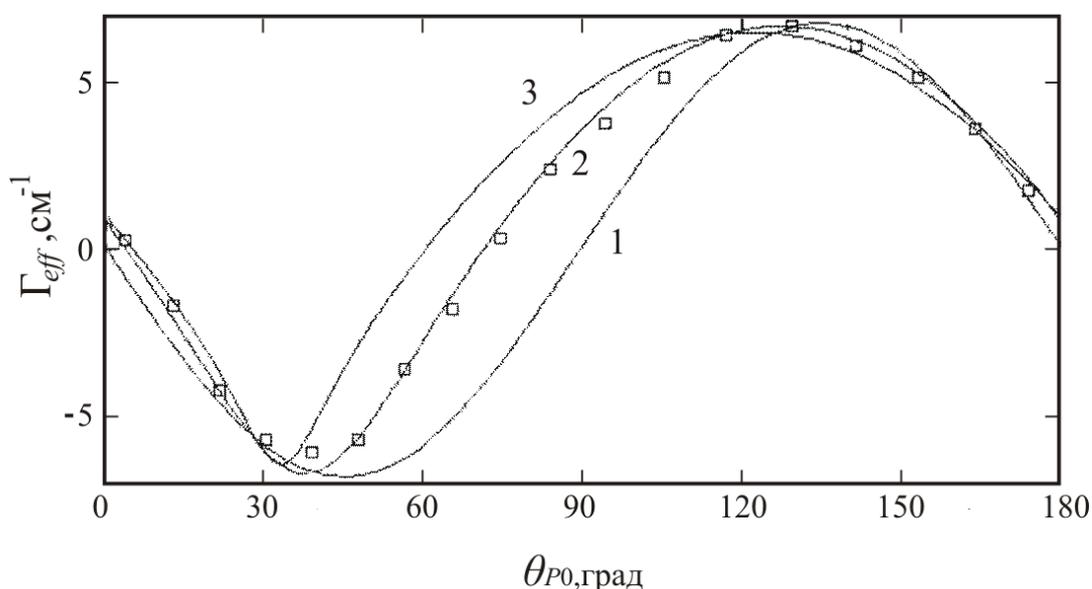


Рис. 4.18. Зависимости эффективного коэффициента усиления для встречного взаимодействия для кристалла $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe},\text{Cu}$ с толщиной $d = 2,6$ мм. Сплошная кривая — теория, точки — эксперимент

При взаимодействии на отражательной решетке изменяется и ориентация векторов поляризации волн сигнала и накачки. Зависимости поляризационных углов $\theta_p(-d)$ и $\theta_s(-d)$, которыми характеризуются волны накачки и сигнала на входной грани $x = -d$, от «выходного» угла θ_{p0} для кристалла с толщиной $d = 2,6$ мм показаны на рис. 4.19 сплошными кривыми.

Сравнение поляризационных зависимостей на рис. 4.18 и 4.19 показывает, что поляризация волн сигнала и накачки на входной грани одинакова при экстремальных значениях коэффициента усиления Γ_{eff} . Максимальное дополнительное вращение плоскости поляризации сигнальной волны за счет взаимодействия на фазовой отражательной решетке имеет место, напротив, при нулевых значениях эффективного коэффициента усиления.

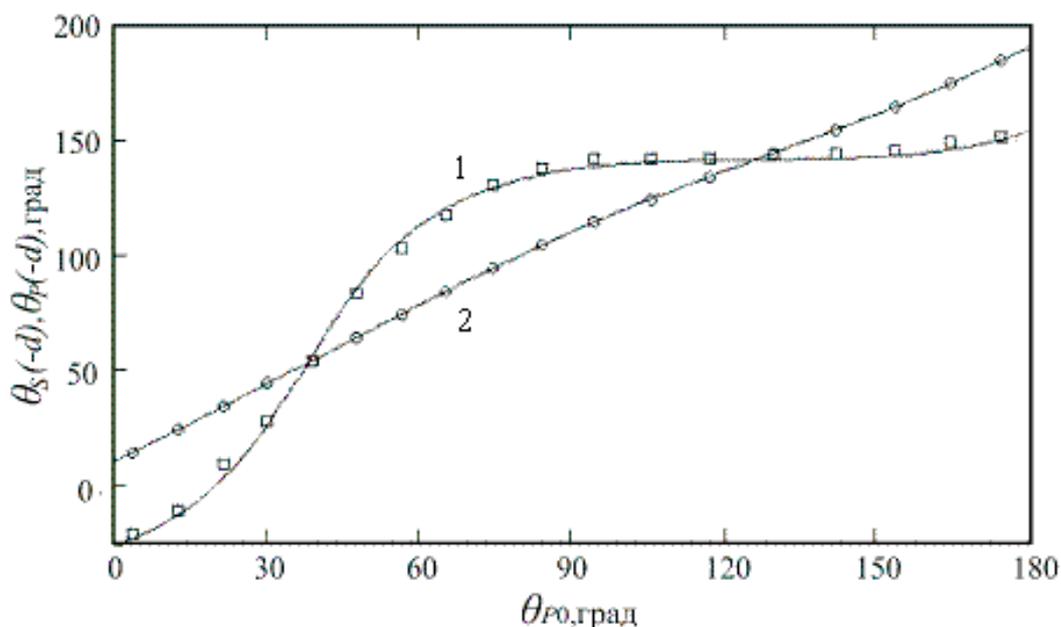


Рис. 4.19. Зависимости векторов поляризации волн сигнала (1) и накачки (2) на входной грани $x = -d$ от угла θ_{p0} , характеризующего ориентацию вектора поляризации светового поля на выходной грани $x = 0$ для кристалла $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe,Cu}$. Сплошные кривые — теория, точки — эксперимент

Для экспериментального исследования поляризационных зависимостей взаимодействия световых волн ($\lambda = 633$ нм) использовался образец с толщиной $d = 2,6$ мм, вырезанный из

монокристаллический були $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}+\text{Cu}$ (0,043 вес. % Fe, 0,0046 вес. % Cu) среза (100).

Как отмечалось в п. 4.5.3, для образца такого же состава, имеющего толщину 1,14 мм, был получен наибольший эффективный коэффициент двухпучкового усиления. В эксперименте, методика которого изложена в подразд. 4.2, время записи решетки составляло ~ 30 минут. После выхода на стационарный режим измерялись поляризации и интенсивности прошедшего через кристалл пучка накачки и отраженного от выходной грани сигнального пучка. Использование некогерентного излучения светодиода с центральной длиной волны $\lambda = 660$ нм для стирания записанной решетки позволяло сократить время между экспериментами до 60 минут.

Эффективный коэффициент двухпучкового усиления на отражательной решетке Γ_{eff} рассчитывался из экспериментальных данных с использованием соотношения (4.26) и френелевского коэффициента отражения для нормального падения. Рассчитанная таким образом зависимость Γ_{eff} от угла θ_{P0} , определяющего ориентацию вектора поляризации светового поля на выходной грани кристалла, представлена точками на рис. 4.18. Хорошее соответствие экспериментальных данных теоретической зависимости свидетельствует о фазовом характере отражательной фоторефрактивной решетки, формирующейся при встречном взаимодействии света в исследованном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}+\text{Cu}$ среза (100). Согласие между экспериментом и проведенными численными расчетами, находящееся в пределах точности измерений, имеет место и для зависимостей поляризационных углов $\theta_P(-d)$ и $\theta_S(-d)$ от выходного угла θ_{P0} . Эти зависимости представлены точками на рис. 4.19.

Таким образом, численное интегрирование уравнений, описывающих векторное встречное двухпучковое взаимодействие на отражательных решетках в кристаллах титаната висмута среза (100) в случае пренебрежимо малой абсорбционной решетки, показало, что максимальное значение достигаемого эффективно-го коэффициента усиления уменьшается с ростом толщины кристалла.

Полученные экспериментально поляризационные зависимости для эффективного коэффициента усиления и векторов поля-

ризации взаимодействующих в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe},\text{Cu}$ среза (100) линейно поляризованных световых волн хорошо согласуются с результатами проведенного в подразд. 4.1 теоретического анализа.

Литература к главе

1. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения / Ю.Н. Денисюк // Докл. АН СССР. – 1962. – Т. 144, № 6. – С. 1275–1278.

2. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения / Ю.Н. Денисюк // Опт. и спектр. – 1963. – Т. 15, № 4. – С. 522–532.

3. Ja Y.H. Energy transfer between two beams in writing a reflection volume hologram in a dynamic medium / Y.H. Ja // Opt. Quantum Electron. – 1982. – V. 14. – P. 547–556.

4. Шепелевич В.В. Об управлении дифракционной эффективностью отражательных голограмм Денисюка «включением» гиротропии при записи / В.В. Шепелевич // ЖТФ. – 1982. – Т. 8, № 12. – С. 713–716.

5. Yeh P. Contra-directional two-wave mixing in photorefractive media / P. Yeh // Opt. Commun. – 1983. – V. 45, № 5. – P. 323–326.

6. Ja Y.H. Beam coupling and decoupling in degenerate two-wave mixing in reflection geometry with photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ crystals / Y.H. Ja // Opt. Quantum Electron. – 1984. – V. 16. – P. 399–404.

7. Храмович Е.М. Дифракция электромагнитных волн при их встречном распространении в отражательных голограммах, записанных в оптически активных кристаллах / Е.М. Храмович, В.В. Шепелевич // Известия АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. – 1987. – № 2. – С. 106–112.

8. Two-wave mixing in reflection holograms in photorefractive materials / D. Erbschloe, L. Solyman, J. Takacs, T. Wilson // IEEE J. Quantum Electron. – 1988. – V. 24, № 5. – P. 820–826.

9. Yeh P. Two-wave mixing in nonlinear media / P. Yeh // IEEE J. Quantum Electron. – 1989. – V. 25, № 3. – P. 484–519.

10. Храмович Е.М. Энергетические и поляризационные характеристики отражательных голограмм в гиротропных средах /

Е.М. Храмович, В.В. Шепелевич // Векторная и трехмерная голография ; под ред. Г.Ш. Кеванишвили. – Тбилиси : Мецниереба, 1990. – С. 75–85.

11. Шепелевич В.В. Одновременная дифракция двух световых волн на голографических решетках в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах / В.В. Шепелевич, Е.М. Храмович // Опт. и спектр. – 1991. – Т. 70, №5. – С. 1054–1059.

12. Reflection holographic gratings in [111] cut $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal for real time interferometry / N. Kukhtarev, Bo Su Chen, P. Venkateswarlu, G. Salamo, M. Klein // Opt. Commun. – 1993. – V. 104. – P. 23–28.

13. Nonaka K. Diffraction efficiency analysis in hologram gratings recorded by counterpropagating-type geometry / K. Nonaka // J. Appl. Phys. – 1995. – V. 78, № 7. – P. 4345–4352.

14. Miteva M. Polarization-dependent self-induced changes in the optical rotation and optical transmittance in doped crystals of the sillenite type / M. Miteva, L. Nikolova // J. Mod. Optics. – 1996. – Vol. 43, № 9. – P. 1801–1809.

15. Mallick S. Polarization properties of self-diffraction in sillenite crystals: reflection volume gratings / S. Mallick, M. Miteva, L. Nikolova // J. Opt. Soc. Am. B. – 1997. – V. 14, № 5. – P. 1179–1186.

16. Reflection holograms in iron-doped lithium niobate / S. Riehemann, G. von Balley, B.I. Sturman, S.G. Odoulov // Appl. Phys. B. – 1997. – V. 65. – P. 535–539.

17. Von Bally G. High-resolution imaging with reflection-type holograms in $\text{SBN}:\text{Ce}$ / G. Von Bally, S. Riehemann, F. Rickermann // Opt. Commun. – 1997. – V. 133. – P. 305–309.

18. Riehemann S. Double-exposure interferometry utilizing Denisyuk holograms in photorefractive crystals / S. Riehemann // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 1998. – V. 7. – P. L33–L37.

19. Nonaka K. Off-Bragg analysis of the diffraction efficiency of reflection photorefractive holograms / K. Nonaka // Appl. Opt. – 1998. – V. 37. – № 15. – P. 3215–3221.

20. Polarization characteristics of two-beam coupling on reflection holographic grating in (100) cut of $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}:\text{Cu}$ crystal / A.I. Grachev, A.A. Kamshilin, O.V. Kobozev, V.V. Prokofiev // Op-

tics of crystals OC-2000, September, 2000. – Mozyr, Belarus. – P. 21–22.

21. Двухволновое взаимодействие на отражательной решетке в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ / Е.Ю. Агеев, С.М. Шандаров, С.Ю. Веретенников, А.Г. Мартьянов, В.А. Карташов, А.А. Камшилин, В.В. Прокофьев, В.В. Шепелевич // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 1, № 4. – С. 343–345.

22. Effect of rhodium doping on the photorefractive properties of BCT crystals at 850 nm / S. Bernhardt, H. Veenhuis, P. Delaye, R. Pankrath, G. Roosen // Appl. Phys. B. – 2001. – V. 72.

23. Reflection holograms in sillenite crystals for double-exposure interferometry / M. Weber, E. Shamonina, K.H. Ringhofer, G. von Balley // Opt. Mat. – 2001. – V. 18, № 1. – P. 119–122.

24. Мартьянов А.Г. Взаимодействие световых волн на отражательной голографической решетке в кубических фоторефрактивных кристаллах / А.Г. Мартьянов, С.М. Шандаров, Р.В. Литвинов // ФТТ. – 2002. – Т. 44, № 6. – С. 1006–1010.

25. Влияние стехиометрии на фотоиндуцированное поглощение и двухпучковое взаимодействие света на отражательной решетке в кристаллах титаната висмута / С.Ю. Веретенников, А.Е. Мандель, С.М. Шандаров, А.В. Казарин, М.И. Цуркан, А.М. Плесовских, А.В. Егорышева, Ю.Ф. Каргин, О.Н. Бикеев, В.В. Шепелевич // Известия вузов. Физика. – 2003. – Т. 46, № 2.

26. Встречное двухволновое взаимодействие в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}:\text{Ga}$ в условиях фотоиндуцированного поглощения света / А.Г. Мартьянов, Е.Ю. Агеев, С.М. Шандаров, А.Е. Мандель, Н.В. Бочанова, Н.В. Иванова, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков, А.В. Егорышева, В.В. Шепелевич // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33, № 3. – С. 226–230.

27. Characterization of photorefractive BCT:Rh crystals at 1.06 μm by two-wave mixing / A. Radoua, P. Delaye, R. Pankrath, G. Roosen // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2003. – V. 5. – P. S477–S486.

28. Polarization characteristics of two-beam coupling on reflection holographic grating in (100) cut of $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Fe}:\text{Cu}$ crystal / A.G. Mart'yanov, N.Yu. Antonova, S.M. Shandarov, Yu.F. Kargin, V.V. Volkov, A.V. Egorysheva, V.V. Prokofiev // ICO Topical Meeting on Polarization Optics. – 2003. – Polvijarvi, Finland.

29. Contradirectional two-wave interaction in sillenite crystals doped by different impurities / A.E. Mandel, A.G. Mart'yanov,

A.M. Plesovskikh, S.M. Shandarov, A.V. Egorysheva, Yi.F. Kargin, V.V. Volkov, V.V. Shepelevich, V.N. Navniko // Proc. of 1st International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers. CAOL'2003. September 2003, Alushta, Crimea, Ukraine. – V. 2.

30. Запись отражательных решеток в кристаллах титаната висмута, легированных различными комбинациями примесей / Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков, А.В. Егорышева, А.Г. Мартьянов, А.Е. Мандель, С.М. Шандаров // Сб. материалов 6-й Междунар. конф. «Кристаллы: рост, свойства, реальная структура, применение». Александров, ВНИИСИМС, сентябрь 2003 г. – С. 229–230.

31. Мартьянов А.Г. Поляризаационные характеристики взаимодействия на отражательных решетках в кристалле титаната висмута среза (100) / А.Г. Мартьянов, Н.Ю. Антонова, В.В. Прокофьев // Оптика-2003 : тр. 3-й междунар. конф. молодых ученых и специалистов, Санкт-Петербург, Россия, октябрь 2003 ; под ред. С.А. Козлова. – СПб. – 2003. – С. 32–33.

32. Дифракция световых волн на отражательных голограммах в кубических пьезокристаллах / В.В. Шепелевич, В.Н. Навныко, С.Ф. Ничипорко, С.М. Шандаров, А.Е. Мандель // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29, вып. 18. – С. 22–28.

33. Адаптивная обработка динамических спекловых полей с помощью отражательных и пропускающих голограмм, сформированных в кристаллах ВТО без приложения внешнего электрического поля / С.М. Шандаров, Е.Ю. Агеев, А.Е. Мандель, Н.И. Буримов, Д.А. Лимарев, Р.В. Ромашко, Ю.Н. Кульчин, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков // Электронные средства и системы управления : материалы Всерос. науч.-практ. конф. Томск, октябрь 2003. – Томск : ИОА СО РАН. – С. 143–146.

34. Reflection Photorefractive Holograms in Fiber-Optical Interferometer system / R.V. Romashko, S.M. Shandarov, Y.N. Kulchin, N.I. Burimov, D.A. Limarev, O.T. Kamenev, A.E. Mandel, Y.F. Kargin, V.V. Volkov // Pacific Science Review. – 2003. – V. 5. – С. 38–41.

35. Von Bally G. High resolution reversible hologram recording in photorefractive crystals / G. Von Bally, R. Thien, B. Kemper // Ukr. J. Phys. – 2004. – 49. – P. 457–460.

36. Polarization dependence of two-wave mixing in counter-propagating geometry in sillenite crystals / S. Lichtenberg, V.M. Pet-

rov, G. Petter, T. Tschudi, A.V. Chamrai, M.P. Petrov // Ukr. J. Phys. – 2004. – V. 49. – P. 467–472.

37. Влияние температуры на двухпучковое взаимодействие света на фоторефрактивных решетках отражательного типа в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$: Са / Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков, А.В. Егорышева, Н.И. Буримов, А.Е. Мандель, А.Н. Дубровин, С.М. Шандаров, А.А. Колегов, А.С. Лапоухов // Материалы XI нац. конф. по росту кристаллов НКРК, Москва, декабрь 2004.

38. The influence of self-diffracthion on two-wave mixing for counterpropagating geometry / V.N. Naunyka, V.V. Shepelevich, S.M. Shandarov, A.E. Mandel // Fundamental problems of Opto- and Microelectronics, Khabarovsk, Russia, September 2004. – P. 38–41.

39. Векторное двухволновое взаимодействие на отражательных голографических решетках в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах / А.М. Плесовских, С.М. Шандаров, А.Г. Мартьянов, А.Е. Мандель, Н.И. Буримов, Е.А. Шаганова, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков, А.В. Егорышева // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35, № 2. – С. 163–168.

40. Growth and characterization of doped $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ single crystals / Yu.F. Kargin, A.V. Egorysheva, V.V. Volkov, V.I. Burkov, S.M. Shandarov, A.E. Mandel, V.M. Skorikov // J. of Crystal Growth. – 2005. – V. 275, № 1–2. – P. e779–e784.

41. Петров М.П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. – СПб. : [б.и.], 1992. – 318 с.

42. Степанов С.И. Эффективное обращение волнового фронта в фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ / С.И. Степанов, М.П. Петров // Письма в ЖТФ. – 1984. – Т. 10, вып. 22. – С. 1356–1360.

43. Степанов С.И. Эффективный энергообмен при двухволновом взаимодействии в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ / С.И. Степанов, С.Л. Сочава // ЖТФ. – 1987. – Т. 57, вып. 9. – С. 1763–1766.

44. Two-beam coupling in sillenite crystals / S.M. Shandarov, A. Reshet'ko, A. Emelyanov, O. Kobozev, M. Krause, Yu.F. Kargin, V.V. Volkov // Second International Conference on Optical Information Processing ; Zhores I. Alferov, Yuri V. Gulyaev, Dennis R. Pape; Eds. : Proc. SPIE. – 1996. – V. 2969. – P. 202–210.

45. Tayebati P. Theory of the photorefractive effect for $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ with shallow traps / P. Tayebati, D. Mahgerefteh // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1991. – V. 8. – P. 1053–1064.
46. Vainos N.A. Multiplexed permanent and real time holographic recording in photorefractive BiSO / N.A. Vainos, S.L. Clapham, R.W. Eason // *Appl. Opt.* – 1989. – V. 28. – P. 4381–4386.
47. High beam- coupling gain and deep- and shallow-trap effects in cobalt-doped titanate / M.H. Garret, J.Y. Chang, H.P. Jessen, C. Warde // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1992. – V. 9.
48. Kamshilin A.A. Simultaneous recording of absorption and photorefractive gratings in photorefractive crystals / A.A. Kamshilin // *Optics Commun.* – 1992. – V. 93. – P. 350–358.
49. Векторное взаимодействие волн в кубических фоторефрактивных кристаллах / Б.И. Стурман, Е.В. Подивилов, В.П. Каменов, Е. Нипполайнен, А.А. Камшилин // *ЖЭТФ.* – 2001. – Вып. 119. – С. 125–142.
50. Поляризационные зависимости двухпучкового взаимодействия в фоторефрактивном кристалле титаната висмута / О.В. Кобозев, С.М. Шандаров, Р.В. Литвинов, А.А. Максимов, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков // *Неорганические материалы.* – 1998. – Т. 34. – С. 1486–1494.
51. Четвертьволновая пластинка, перестраиваемая в широком диапазоне длин волн / И.В. Гольцер, М.Я. Даршт, Б.Я. Зельдович, Н.Д. Кундикова, Л.Ф. Рогачева // *Квантовая электроника.* – 1995. – Т. 22. – С. 201–204.
52. Кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{M}_x\text{O}_{20\pm\delta}$ со структурой силленита. Синтез, строение, свойства / Ю.Ф. Каргин, В.И. Бурков, А.А. Марьин, А.В. Егорышева. – М. : [б.и.], 2004. – 312 с.
53. Growth and characterization of undoped and doped $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystals / F. Mersch, K. Buse, W. Sauf, H. Hess, E. Kratzic // *Phys.Stat. Sol.(a).* – 1993. – V. 140. – P. 273–281.
54. Спектроскопические и хироптические свойства легированных кристаллов силленитов. II. Спектры поглощения и кругового дихроизма кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, легированных Al, Ga, Zn, Cd / В.И. Бурков, Ю.Ф. Каргин, / В.В. Волков, А.Я. Васильев, Н.Ю. Зубович // *Неорган. материалы.* – 1994. – Т. 30, № 12. – С. 1552–1562.

5. Фоторефрактивные эффекты в волноводно-оптических структурах

Волноводно-оптические структуры на основе электрооптических кристаллов привлекали наибольший интерес еще на начальном этапе становления интегральной оптики [1–4], поскольку именно такие материалы позволяют реализовать элементы управления характеристиками оптического излучения за счет акустооптического, электрооптического и нелинейно-оптического эффектов [2, 4]. Фоторефрактивные явления и взаимодействия в волноводных структурах демонстрируют целый ряд особенностей, не имеющих аналогов в объемных средах, что обусловлено специфическими свойствами волноводных световых полей. К таким свойствам относятся неоднородность полей волноводных мод, распространение в заданном направлении нескольких мод с разной поляризацией и разными фазовыми скоростями, отсутствие дифракционного расплывания световых пучков хотя бы в одном направлении из-за ограничения светового поля волноводной структурой, возможность достижения в волноводе высокой интенсивности света при сравнительно низкой оптической мощности.

5.1. Планарные оптические волноводы

5.1.1. Волновое уравнение и моды планарного волновода

Планарный оптический волновод (ОВ) представляет собой трехслойную структуру, в которой свет ограничивается лишь в одном направлении. Средний (волноводный) слой толщиной h (рис. 5.1) имеет более высокий показатель преломления (n_0), чем подложка (n_1) и покровная среда (n_2) [1–4]. Простейший пример планарного ОВ — оптически изотропная диэлектрическая пленка на оптически изотропной подложке. Пусть свет

распространяется в направлении z , а в направлении y световое поле однородно. Показатели преломления разных слоев удовлетворяют соотношению $n_2 < n_1 < n_0$.

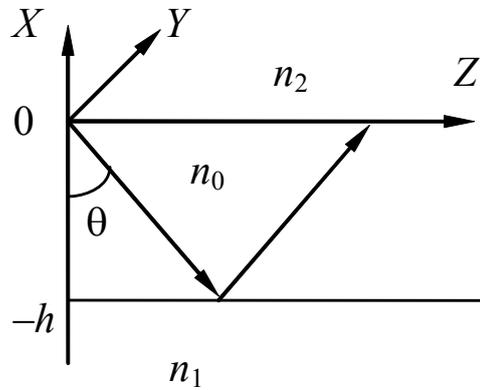


Рис. 5.1. Планарный волновод

Поле направляемых волн в волноводной структуре представляет собой бегущую волну в направлении распространения и стоячую — вдоль нормали к границам раздела [1, 4]:

$$\bar{E}(x, z) = \bar{E}_m(x) \cdot \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad (5.1)$$

где $\bar{E}_m(x)$ — амплитуда неоднородной плоской волны; ω — круговая частота; β — постоянная распространения.

Подстановка (5.1) в уравнения Максвелла для диэлектрической среды с учетом соотношения $\partial/\partial y = 0$ приводит к двум независимым системам для компонент светового поля в волноводе:

$$1) \begin{cases} -i\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = i\omega\epsilon E_y, \\ \beta E_y = -\omega\mu H_x, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu H_z; \end{cases} \quad 2) \begin{cases} \beta H_y = \omega\epsilon E_x, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega\epsilon E_z, \\ i\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu H_y, \end{cases} \quad (5.2)$$

где ϵ и μ — абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости.

Первая система связывает компоненты поля E_y , H_x и H_z (это поперечно-электрические или TE -волны), а вторая — компоненты H_y , E_x и E_z (поперечно-магнитные или TM -волны).

Им соответствуют ориентации векторов поля в световой волне в волноводе (рис. 5.2).

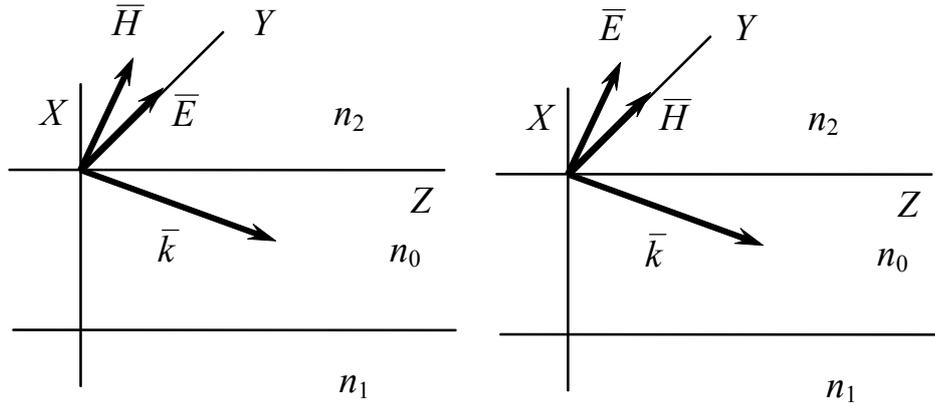


Рис. 5.2. Расположение векторов \vec{E} и \vec{H} в TE -волне (слева) и в TM -волне (справа)

Системы (5.2) являются замкнутыми, они позволяют получить волновые уравнения для каждой из компонент поля. Так, подстановка в первое уравнение системы 1) выражений для H_x и H_z после элементарных преобразований дает волновое уравнение для компоненты E_y (TE -моды):

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k^2 - \beta^2) \cdot E_y = 0, \quad (5.3)$$

где $k = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$ — волновое число.

Аналогично можно получить волновое уравнение для компоненты H_y (TM -моды):

$$\beta^2 H_y - \epsilon \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} \right] - \omega^2 \mu \epsilon H_y = 0. \quad (5.4)$$

Здесь величину $(1/\epsilon)$ в общем случае нельзя вынести из под знака дифференцирования, поскольку ϵ может меняться скачком на границах раздела $x = 0$ и $x = -h$ (структура с постоянными значениями показателей преломления в разных слоях — тонкопленочный ОВ) или непрерывно в случае градиентных волноводов. В пределах каждого из слоев тонкопленочного ОВ поле H_y описывается уравнением

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k^2 - \beta^2) H_y = 0. \quad (5.5)$$

Подобным же образом можно получить и другие волновые уравнения, например, для продольных компонент H_z и E_z .

5.1.2. Решения волновых уравнений

В случае планарного тонкопленочного ОВ (волновод со ступенчатым профилем) решения волновых уравнений (5.3 и 5.5) дают осциллирующие поля в волноводном слое и экспоненциально изменяющиеся — в подложке и покровной среде. Для TE -мод, с учетом условий конечности полей, распределения $E_y(x)$ в разных областях структуры можно записать в виде [2, 4]

$$E_y^{(2)}(x) = B \exp(-\gamma_2 x), \quad (5.6a)$$

$$E_y^{(0)}(x) = A_1 \exp(ikx) + A_2 \exp(-ikx), \quad (5.6б)$$

$$E_y^{(1)} = C \exp[\gamma_1(x+h)], \quad (5.6в)$$

где A_1, A_2, B, C — постоянные, величина которых определяется из граничных условий; $\kappa = \sqrt{(k_0 n_0)^2 - \beta^2}$ и $\gamma_{1,2} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_{1,2}^2}$ — поперечные постоянные распространения; $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число света в вакууме.

5.1.3. Дисперсионное уравнение планарного волновода

Дисперсионное уравнение связывает характеристики волноводных мод с длиной волны света λ и параметрами волноводной структуры. Оно может быть получено из соотношений (5.6) и уравнений граничных условий для тангенциальных компонент векторов \vec{E} и \vec{H} [4]. Для TE -мод тонкопленочного волновода дисперсионное уравнение имеет вид [2, 3]

$$\begin{aligned}
k_0 h \sqrt{n_0^2 - N_m^2} &= \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{N_m^2 - n_1^2}{n_0^2 - N_m^2}} + \\
&+ \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{N_m^2 - n_2^2}{n_0^2 - N_m^2}} + m\pi,
\end{aligned} \tag{5.7}$$

где $N_m = n_0 \sin \theta_m$ — эффективный показатель преломления волноводной моды; $m = 0, 1, 2, \dots$ — целое число, определяющее порядок моды.

Аналогичным образом можно получить дисперсионное уравнение и для TM -мод такого волновода:

$$\begin{aligned}
k_0 h \sqrt{n_0^2 - N_m^2} &= \operatorname{arctg} \left[\left(\frac{n_0}{n_1} \right)^2 \sqrt{\frac{N_m^2 - n_1^2}{n_0^2 - N_m^2}} \right] + \\
&+ \operatorname{arctg} \left[\left(\frac{n_0}{n_2} \right)^2 \sqrt{\frac{N_m^2 - n_2^2}{n_0^2 - N_m^2}} \right] + m\pi.
\end{aligned} \tag{5.8}$$

В планарных градиентных волноводах показатель преломления (ПП) плавно меняется в направлении нормали к поверхности волновода, и свет распространяется в градиентном слое за счет рефракции в нем и полного внутреннего отражения от границы с покровной средой. Дисперсионное уравнение такого волновода в ВКБ приближении имеет вид [2]

$$V \int_0^{\xi_{tm}} [f(\xi) - b_m]^{1/2} d\xi = m\pi + 3\pi/4, \tag{5.9}$$

где $V = k_0 h (2n_S \Delta n)^{1/2}$ — нормированная толщина волновода; $b_m = f(\xi_{tm})$ — нормированный эффективный ПП волноводной моды; $\xi = y/h$; ξ_{tm} — координата точки поворота моды порядка m ; n_S — ПП подложки; $\Delta n = n(0) - n_S$ — приращение ПП на границе волновода с покровной средой.

5.2. Методы формирования оптических волноводов в электрооптических кристаллах

5.2.1. Диффузия примесей

Увеличение показателя преломления диэлектрической подложки у ее поверхности, необходимое для обеспечения волноводного эффекта, требует модификации структуры вещества или наличия некоторых возмущающих воздействий в нужной области. Методы подобной модификации разработаны и апробированы в процессе становления полупроводниковой микроэлектроники. Это диффузионное легирование, удаление из вещества атомов определенного типа путем их испарения из поверхностной области (обратная диффузия, out-diffusion), ионообменные реакции в расплавах или растворах, имплантация ионов примесей корпускулярными пучками, эпитаксиальное выращивание тонких монокристаллических слоев на кристаллических подложках, вакуумное напыление тонких диэлектрических или полупроводниковых слоев. Изменение ПП материала возможно также вследствие упруго-оптического, электрооптического, нелинейно-оптического эффектов.

Высококачественные планарные волноводы в ниобате лития (LiNbO_3) впервые были получены путем обратной диффузии оксида лития [5], однако этот метод обеспечивает лишь незначительное увеличение необыкновенного ПП LiNbO_3 (не более 10^{-3}), поэтому толщина подобных волноводных слоев, как правило, составляет более 10 мкм. Соответственно, такие волноводные элементы характеризуются слабой локализацией светового поля и практически не нашли применения.

Для LiNbO_3 наибольшее распространение из всех предложенных и апробированных к настоящему времени методов формирования волноводных слоев получил метод термической диффузии примесей в подложку [6], позволяющий обеспечить высокую воспроизводимость параметров волноводных структур. Детальные исследования показали, что наилучшие результаты с точки зрения практических приложений волноводно-оптических элементов дает диффузия титана (Ti) в LiNbO_3 в окислительной атмосфере [6–15]. Однако попытки использования подобных диффузионных процессов для создания оптических волноводов

в других перспективных фоторефрактивных материалах, таких как кристаллы титаната бария (BaTiO_3), ниобата калия (KNbO_3), стронций-бариевого ниобата ($\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$, SBN) не дали удовлетворительных результатов.

Диффузия титана в ниобат лития. Диффузия Ti в LiNbO_3 включает несколько этапов: это нанесение тонких металлических или оксидных пленок на оптически полированную поверхность образца, нагрев образца до нужной температуры (как правило, около 1000°C), его отжиг при данной температуре в течение нескольких часов и последующее охлаждение. Стадия отжига может проводиться в окислительной (кислород, воздух), нейтральной (аргон, вакуум) или восстановительной (водород) атмосфере [16]. При отжиге в нейтральной или восстановительной атмосфере заключительная его часть проводится при смене атмосферы на окислительную, с тем чтобы компенсировать потерю кислорода в поверхностной области подложки [9, 10]. Установлено, что в результате диффузии Ti приращение необыкновенного ПП Δn_e в LiNbO_3 может достигать 0,04 (на практике эта величина составляет не более 0,01), а обыкновенного — 0,02 [6]. Физические механизмы изменения показателей преломления LiNbO_3 обсуждаются до сих пор, и до сих пор нет единого мнения о превалирующем вкладе какого-либо из них (изменение поляризуемости, изменение спонтанной поляризации, фотоупругий эффект) [9, 10]. Упрощенно процесс диффузии Ti в LiNbO_3 может быть представлен следующим образом [16]. Металлическая пленка Ti при температурах около 500°C окисляется до TiO_2 , а при температуре выше 600°C на поверхности подложки формируются эпитаксиальные кристаллиты состава LiNb_3O_8 , что связано с дефицитом Li у поверхности кристалла. При температурах выше 950°C состав поверхностного слоя отвечает химической формуле $(\text{Ti}_{0,65}\text{Nb}_{0,35})\text{O}_2$, и этот смешанный оксидный слой является источником для диффузии Ti. В процессе высокотемпературного отжига атомы Ti диффундируют вглубь подложки и титаново-ниобиевый оксидный слой исчезает. Выявлено, что диффузия Ti не приводит к деградации электрооптических и нелинейно-оптических свойств LiNbO_3 [16].

В практических приложениях необходимость обеспечения заданных характеристик волноводных элементов требует знания связи параметров технологических процессов с параметрами волноводных слоев. Основным результатом исследований в данном направлении явилась математическая модель диффузии, справедливая при условии полного проникновения примеси в кристалл. В этом случае распределение концентрации примеси по глубине достаточно хорошо описывается функцией Гаусса [10, 16]:

$$C(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\tau}{d} \exp\left(-\frac{y^2}{d^2}\right), \quad (5.10)$$

где τ — толщина исходной пленки; d — глубина диффузии, определяющая масштабный коэффициент функции Гаусса.

Глубина диффузии d связана со временем t и коэффициентом диффузии D_{Ti} соотношением

$$d = 2(D_{Ti}t)^{1/2}, \quad (5.11)$$

где $D_{Ti} = D_0 \exp(-T_0/T)$; D_0 — константа объемной диффузии; T_0 — температура активации.

Для конгруэнтного состава LiNbO_3 (48,6 молярных % Li_2O) эти величины составляют $D_0 = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$; $T_0 \approx 2,5 \cdot 10^4 \text{ К}$ [1].

Величины коэффициента диффузии Ti в LiNbO_3 определены разными методами для разных условий диффузии. Хотя значения D_{Ti} , найденные разными авторами, существенно различаются, при неизменных технологических условиях обеспечивается высокая воспроизводимость параметров ОВ и их высокое оптическое качество (оптические потери в планарных и канальных ОВ $\text{LiNbO}_3:Ti$ могут быть менее 1 дБ/см). Некоторые данные о величине коэффициента диффузии Ti в LiNbO_3 приведены в табл. 5.1.

Диффузия Ti была использована для создания ОВ и в кристаллах танталата лития (LiTaO_3), однако температура диффузии Ti (около 1000 °С) значительно превосходит температуру Кюри для LiTaO_3 (~620 °С). Соответственно, кристаллы LiTaO_3 требуют последиффузионной монодоменизации, что усложняет процедуру создания волноводно-оптических элементов [16].

Таблица 5.1

Коэффициент диффузии Ti в LiNbO₃

Диффу- зانت	Толщина пленки, нм	T , °C	Время диффу- зии, ч	Атмо- сфера	D , см ² /с	Источ- ники
Ti	100	1000	4–100	Воздух	$(5-9) \cdot 10^{-13}$	[10]
Ti	50	1000	–	Воздух	$2,9 \cdot 10^{-12}$	[9]
Ti	–	1000	–	Воздух	$4,6 \cdot 10^{-13}$	[15]
TiO ₂	–	1000	–	Воздух	$7,7 \cdot 10^{-13}$	[15]
Ti	30	980	–	Кисло- род	$1,4 \cdot 10^{-13}$	[14]
Ti	100	1000	24	Аргон	$1,26 \cdot 10^{-12}$	[8]
Ti	100	900	15	Аргон	$0,6 \cdot 10^{-12}$	[8]
Ti	70	960	5–19	Воздух	$0,84 \cdot 10^{-12}$	[12]

Диффузионное легирование ниобата лития железом. Фоторефрактивные характеристики ОВ в LiNbO₃ и LiTaO₃ могут варьироваться в широком диапазоне при их дополнительном легировании фоторефрактивными примесями, например Fe и Cu [16–18]. Впервые ОВ LiNbO₃:Fe были получены в [19] и использовались в волноводных акустооптических экспериментах. Однако они представляют значительно больший интерес с точки зрения фоторефрактивных свойств и возможности реализации волноводных голографических элементов и эффектов. В [17, 20] проведено планомерное исследование характеристик LiNbO₃:Fe волноводов. Планарные ОВ LiNbO₃:Fe формировались в пластинках X-, Y-, Z-срезов диффузией Fe (точнее, его окислов, поскольку пленки Fe, как и Ti, при нагревании в воздухе до температуры выше 300 °C практически полностью окисляются) [16, 17]. Пленки Fe толщиной 20,0–100,0 нм наносились на поверхность пластин LiNbO₃ вакуумным термическим распылением. Диффузия проводилась в атмосфере воздуха [17] или увлажненного кислорода [20] при $T = 1000$ °C.

Для определения коэффициента диффузии Fe в LiNbO₃ в [17] исследовалась временная эволюция спектра эффективных показателей преломления N_m TE-мод волновода в подложке Y-среза на длине волны света $\lambda = 633$ нм. Результаты эксперимента для распространения света в направлении оси X представлены на рис. 5.3. Здесь при $T = 1000$ °C время проникновения

примеси через границу t_0 составляет ~ 5 часов (этому моменту соответствует максимальная величина эффективного ПП TE_0 моды N_0). При $t_d > t_0$ профиль ПП волновода для TE -мод достаточно хорошо описывался функцией Гаусса. Наибольшее изменение величины ПП $\Delta n_e = 0,015$ достигалось при $t_d = t_0$. Коэффициент диффузии железа D_{Fe} определялся в предположении пропорциональности концентрации примеси и изменения ПП в волноводной области из соотношения $d_e = 2\sqrt{D_{Fe}t}$, где d_e — глубина диффузии, и составил $D_{Fe} = (3\div 5) \cdot 10^{-4}$ мкм²/с. Эта величина на порядок превышает соответствующую для диффузии Ti при данной температуре ($D_{Ti} = 0,39 \cdot 10^{-4}$ мкм²/с), оценка которой получена при использовании такой же методики для волноводных образцов, изготовленных на том же технологическом оборудовании.

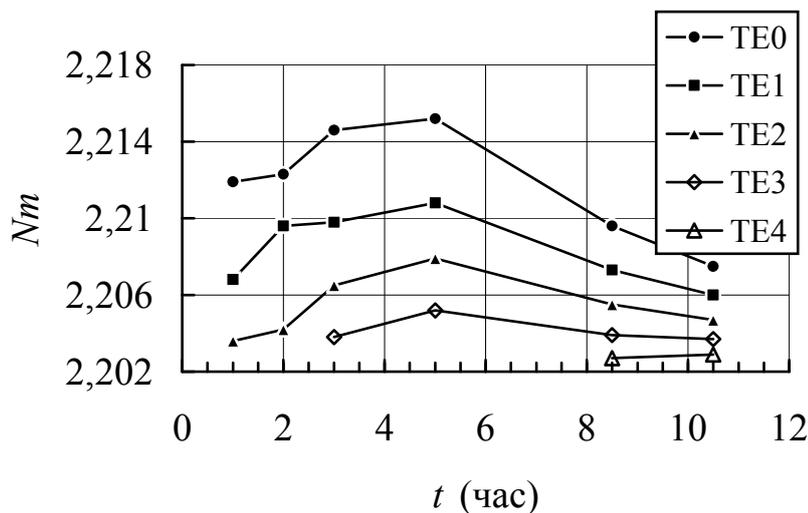


Рис. 5.3. Временная эволюция спектра N_m TE -мод волновода $LiNbO_3:Fe$ при отжиге ($\lambda = 633$ нм)

Как и в Ti-диффузионных, в ОВ $LiNbO_3:Fe$ всех срезов могли распространяться TE - и TM -моды. Для ОВ $LiNbO_3:Fe$, в сравнении с $LiNbO_3:Ti$, характерны следующие особенности. Во-первых, благодаря большей величине D_{Fe} , без труда удается сформировать ОВ $LiNbO_3:Fe$, поддерживающие до 10 направляемых мод (при создании более чем трехмодовых волноводов диффузией Ti требуются многие десятки часов). Во-вторых, это резкое различие спектров N_m (и, соответственно, профилей ПП волноводов) для TE - и TM -мод. Так, на рис. 5.4 приведены спек-

тры N_m TE - и TM -мод волновода $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ Z -среза ($t_d = 5$ ч). Почти эквидистантный спектр N_m для TE -мод указывает на близость функции профиля волновода к параболической [2]. Для TM -мод в спектре N_m разность $(N_m - N_{m+1})$ уменьшается при возрастании порядка моды m , что характерно для профилей ПП, близких к гауссовому [1–3].

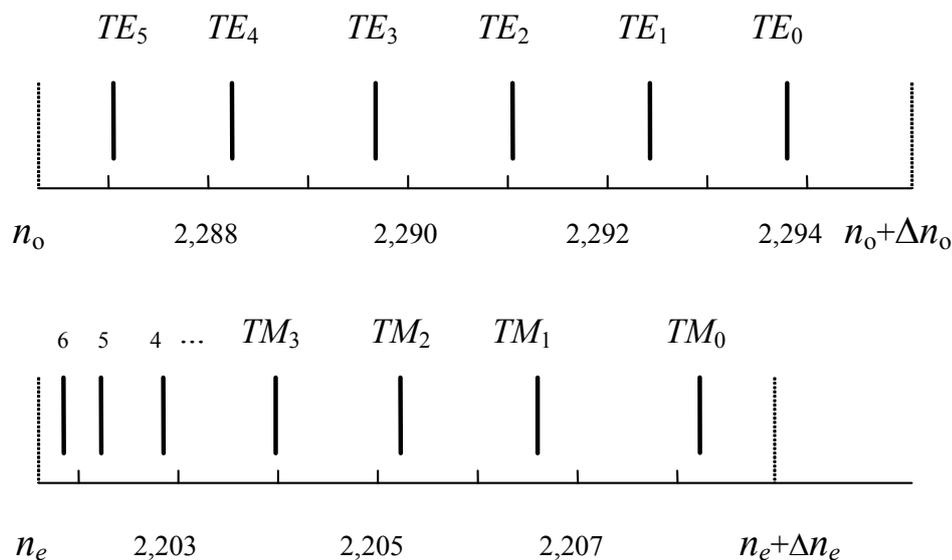


Рис. 5.4. Спектры N_m TM - и TE -мод волновода $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ Z -среза

Особенностью ОБ $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ является также отличие величины отношения $\Delta n_0/\Delta n_e$ на поверхности от таковой для волноводов $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$. Для всех ориентаций $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ $\Delta n_0/\Delta n_e = (0,8 \div 1,1)$, а для $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$ волноводов $\Delta n_0/\Delta n_e = (0,4 \div 0,5)$ [6, 21]. Это указывает на возможное отличие вкладов разных механизмов при формировании ОБ диффузией Fe в сравнении с диффузией Ti.

Оптические потери в ОБ $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ очень сильно зависят от длины волны света. Даже при высокой концентрации Fe в волноводном слое в образцах, формируемых диффузией в окислительной атмосфере, не наблюдалось его окрашивания [17] (LiNbO_3 , легированный железом в процессе роста, окрашен в красно-коричневый цвет с интенсивностью окраски, зависящей от концентрации Fe). При $\lambda = 0,44$ мкм затухание света для низших мод превышало 30 дБ/см, что обусловлено его поглощением в тонком приповерхностном слое с высокой концентрацией

Fe. Для высших мод затухание составляло 10–20 дБ/см, причем основной вклад был обусловлен внутриплоскостным фоторефрактивным рассеянием, развивающимся за несколько секунд. При $\lambda = 0,63$ мкм затухание света для низших мод оценивалось в 1–3 дБ/см, а интенсивность внутриплоскостного рассеяния света была ниже таковой для ОБ $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$, что обусловлено меньшей величиной Δn и, соответственно, большей эффективной толщиной волноводов $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$.

Планарные волноводы $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Cu}$. В [19] упоминалось о диффузии Cu при формировании планарных волноводов в LiNbO_3 , однако их характеристики не обсуждались из-за крайне высоких оптических потерь. В [18, 22] исследованы характеристики процесса диффузии Cu в LiNbO_3 , а также оценено влияние Cu на фоторефрактивные характеристики волноводов $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$ [18]. Легирование LiNbO_3 в [18] осуществлялось при $T = (900 \div 950)$ °C в атмосфере воздуха из пленок Cu толщиной 20–80 нм, нанесенных на поверхность пластин Y-среза распылением в вакууме. Эксперименты, в отличие от результатов [19], показали, что в условиях подавления обратной диффузии Li_2O диффузия Cu не приводит к формированию волноводного слоя. Для более детального исследования влияния диффузии Cu на показатели преломления LiNbO_3 изучались изменения спектров N_m тестового волновода $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$, обусловленные дополнительной диффузией Cu. Сравнение спектров N_m TE-мод волноводов $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Cu}$ показало, что диффузия Cu приводит к уменьшению необыкновенного показателя преломления LiNbO_3 .

При определении параметров процесса диффузии использовался такой же подход. Спектры N_m исследовались двухпризменным методом на длинах волн излучения Ar^+ и He-Ne-лазеров ($\lambda = 0,457; 0,476; 0,488; 0,514; 0,633$ мкм). Профили ПП волноводов $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Cu}$ аппроксимировались функцией

$$n(y) = n_S + \Delta n \left[A \exp\left(-\frac{y^2}{h^2}\right) + B \exp\left(-\frac{y}{Fh}\right) - G \exp\left(-\frac{y}{F_2h}\right) \right], \quad (5.12)$$

где A , B , G — коэффициенты, учитывающие вклады диффузии Ti , обратной диффузии Li_2O и диффузии Cu в профиль ПП; h , Fh и F_2h — масштабные коэффициенты, характеризующие глубину соответствующих диффузионных и out-диффузионного слоев.

Восстановление параметров профиля ПП осуществлялось путем численного решения дисперсионного уравнения градиентного ОВ в ВКБ приближении (5.9) и уточнения этих параметров численным решением волнового уравнения для TE -мод волновода с данным профилем. При расчетах полагалось, что параметры A , B , F , h не зависят от λ , так как связаны лишь с распределениями концентраций примесей и степенью обеднения поверхностного слоя окисью лития. Изменение спектров N_m в зависимости от λ связывалось с дисперсией ПП в волноводной области и изменением величины h/λ .

В экспериментах также использовался многоступенчатый отжиг волноводного образца при температуре $920^\circ C$ с продолжительностью каждой ступени от 0,5 до 2,5 ч. Установлено, что величина необыкновенного ПП на поверхности подложки понижалась на $\sim 0,0056$ при $\lambda = 0,63$ мкм. Найденные параметры профилей ПП нескольких волноводных образцов позволили оценить величину коэффициента диффузии Cu в $LiNbO_3$. Для $T = 920^\circ C$ она составила $D_{Cu} = (2,3-2,8) \cdot 10^{-3}$ мкм²/с. Это почти на порядок выше коэффициента диффузии Fe и почти на два порядка — коэффициента диффузии Ti при $T = 1000^\circ C$.

В [22] при исследовании диффузии Cu в $LiNbO_3$ для восстановления распределения концентрации Cu использовался метод электронно-лучевого микрозонда. В результате получено значение коэффициента диффузии $D_{Cu} = (1,0 \pm 0,2)$ мкм²/с для Y -среза $LiNbO_3$ при $T = 1000^\circ C$.

Оптические потери волноводов $LiNbO_3:Ti:Cu$. Ниобат лития, легированный медью при выращивании, характеризуется значительным поглощением света в коротковолновой области видимого спектра, и, соответственно, окраской от бледно-желтого до темно-коричневого цветов в зависимости от концентрации Cu . Диффузия Cu также приводит к окрашиванию легированного слоя в желто-коричневый цвет, а величина оптических потерь в ОВ $LiNbO_3:Ti:Cu$ существенно зависит от λ . На длинах волн

He-Cd- и Ar^+ -лазеров потери составляли около 20 дБ/см [18]. При $\lambda = 0,63$ мкм в тех же образцах оптические потери, не связанные с фоторефрактивным эффектом, не превышали соответствующие для базовых ОВ $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$ (1–3 дБ/см).

Оптические волноводы $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Cu}$. Такие ОВ представляют интерес, в первую очередь, с точки зрения влияния совместного присутствия двух активных примесей на фоторефрактивные характеристики LiNbO_3 . При этом существенное различие D_{Fe} и D_{Cu} дает возможность легко изменять распределение концентрации Cu в поверхностной области при неизменном профиле C_{Fe} . Волноводы формировались в подложках Y -среза диффузией Fe при $T = 950$ °С с последующей локальной диффузией Cu при $T = 900$ °С [23]. Толщина пленок Cu составляла 30–60 нм, а время диффузии изменялось для разных образцов от 5 до 20 часов. Изготовленные ОВ поддерживали в направлении оси x при $\lambda = 0,63$ мкм до 8 TE -мод. По измеренным спектрам N_m с достаточно высокой точностью восстановлены параметры их профилей ПП путем численного решения соответствующего волнового уравнения.

Слабое возмущение профиля ПП волноводов $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ при диффузии Cu ($\delta n_{\text{Cu}}(0) = -0,0006$) практически не изменяет распределения полей TE -мод базового ОВ и не сказывается на величине их затухания при $\lambda = 0,63$ мкм. В то же время окрашивание материала в легированной области указывает на возможность увеличения оптического поглощения в волноводе для коротковолнового излучения видимого диапазона и повышения фоторефрактивной чувствительности в волноводном слое на этих длинах волн.

Другие диффузаны. В работе [6] указывалось, что при диффузии целого ряда примесей (V , Ni , Cr , Co , Ag , Au) показатели преломления LiNbO_3 могут возрастать, формируя волноводные слои. В [24, 25] показано, что диффузия Zn также может использоваться для создания высококачественных ОВ в LiNbO_3 . Однако только $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$ волноводы используются достаточно широко в интегрально-оптических элементах, а $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Cu}$ — в экспериментах по исследованию нелинейно-оптических эффектов в фоторефрактивных периодических волноводных структурах [26, 27].

5.2.2. Метод ионного обмена

Возможность формирования волноводных слоев в LiNbO_3 путем ионного обмена Li^+ - Ag^+ в расплаве азотнокислого серебра (AgNO_3) впервые была продемонстрирована в [28]. Однако более детальные исследования позволили установить, что увеличение необыкновенного ПП LiNbO_3 в подобных экспериментах обусловлено протонно-литиевым обменом [29–31]. Модификация метода протонно-литиевого обмена путем обработки LiNbO_3 в расплавах смесей органических кислот и солей Cu позволила получить высококачественные планарные ОВ с контролируемыми фоторефрактивными свойствами [32, 33] и лишь незначительной деградацией его электрооптических коэффициентов.

5.2.3. Ионная имплантация

Имплантация легких ионов (H^+ , He^+) с энергией в несколько мегаэлектронвольт была использована для формирования ОВ в различных материалах, включая фоторефрактивные сегнетоэлектрики и кристаллы семейства силленитов. Первые ионно-имплантированные волноводные структуры сформированы в LiNbO_3 [34], в нем же оптические волноводы получены имплантацией ионов кислорода, углерода, фосфора [35–37]. Однако метод ионной имплантации особенно перспективен для кристаллов перовскитов, таких как BaTiO_3 и KNbO_3 [38, 39], а также кристаллов SBN [40], в которых низкотемпературные фазовые переходы и высокая химическая инертность не позволяют использовать другие методы создания волноводных слоев.

Компьютерный анализ процесса ионной имплантации использует программу TRIM (Transport and Ranges of Ions in Matter), моделирующую пробег ускоренных ионов в твердых телах. В процессе движения в кристалле имплантированные ионы замедляются из-за потерь энергии вследствие взаимодействия с электронами и ядрами атомов кристаллической решетки. При высоких энергиях внедренных ионов доминирующим является механизм потерь из-за электронных возбуждений ионов кристалла. В диапазоне низких энергий в несколько килоэлектронвольт столкновения с ядрами — наиболее важный механизм для

передачи энергии между имплантированными ионами и ионами кристалла. В итоге это может приводить к аморфизации ранее упорядоченной кристаллической структуры, и результирующее «разбухание» атомной упаковки является причиной понижения показателя преломления материала. Соответственно, на некоторой глубине вблизи поверхности подложки формируется резко ограниченный барьерный слой с пониженным ПП и свет может испытывать полное внутреннее отражение от этого барьера.

Механизм оптических потерь в ионно-имплантированных волноводах включает несколько составляющих, а именно — материальное и вызванное имплантацией поглощение, поверхностное рассеяние, а также потери из-за туннелирования света через барьер. Типичная величина снижения показателя преломления — около 5 % от его величины в подложке; более глубокие барьеры (до 10 %) получены для KNbO_3 [39].

Вследствие строго определенной глубины проникновения ионов, профили ПП, полученные при их имплантации, близки к ступенчатым, особенно в случае ионов с высокой энергией, которые имплантированы глубоко в подложку. Для более низких энергий и меньшей глубины проникновения ионов, например, для одномодовых волноводов, возможны значительные отклонения их профилей ПП от ступенчатой формы. Для низкой дозы имплантированных ионов в диапазоне от 10^{13} до 10^{15} ионов/ см^{-2} для некоторых сегнетоэлектрических кристаллов наблюдалось небольшое увеличение необыкновенного ПП, что может использоваться для создания волноводов, свободных от эффекта вытекания [16]. Более высокие дозы (10^{16} см^{-2} и более) приводят к уменьшению обоих показателей преломления.

Имплантация He^+ в SBN впервые выполнена в 1992 году [40]. В [41] детально исследованы фоторефрактивные характеристики планарных ОБ, полученных в кристаллах SBN61 имплантацией He^+ и H^+ . ОБ с низкими оптическими потерями сформированы при низких дозах He^+ и средних дозах H^+ . Зависимости обыкновенного ПП от глубины, полученные из результатов TRIM моделирования процесса имплантации, приведены на рис. 5.5 для внедрения ионов He^+ с энергией 2,0 МэВ в один из образцов SBN61 при разных дозах.

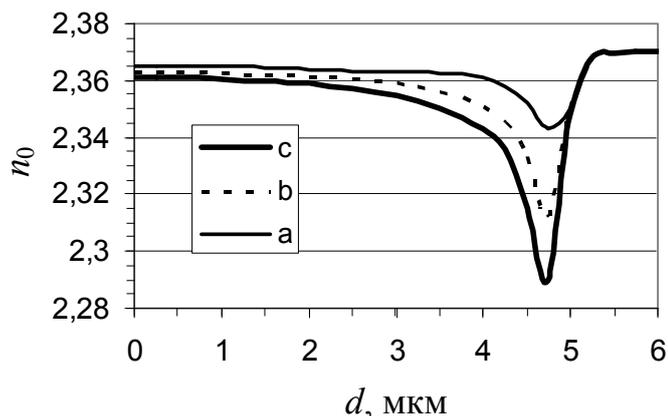


Рис. 5.5. Изменение ПП в ионно-имплантированном волноводе в SBN61 при дозах 10^{15} см^{-2} (a); $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (b); $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (c) [41]

5.2.4. Эпитаксиальные волноводные слои (жидкофазная эпитаксия)

Метод жидкофазной эпитаксии используется для выращивания монокристаллических пленок из расплава или раствора в расплаве на монокристаллических подложках. Недостатком метода является сложность получения эпитаксиальных слоев толщиной менее нескольких микрометров. В то же время эта технология достаточно проста и дешева. Примерами являются слои LiNbO_3 на подложках LiTaO_3 [42, 43] и слои SBN на подложках из MgO [44].

Другим важным примером являются эпитаксиальные слои титаната висмута ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, BTO) на подложках силиката и германата висмута ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, BSO и $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, BGO). Такие структуры получены методами кристаллизации из раствора в расплаве и кристаллизацией из ограниченного объема. Они выращены на подложках с поперечными размерами $20 \times 30 \text{ мм}^2$ и толщиной 2–4 мм, имеющих ориентацию (100) или (110) [45]. При кристаллизации из раствора в расплаве подложка опускалась в тигель с расплавом, температура которого была близка к точке ликвидуса, соответствующей содержанию оксида титана в исходной шихте 7,0 и 8,0 мол. %. Рост эпитаксиального слоя происходил при переохлаждении расплава на 2–4 °С относительно температуры ликвидуса без дальнейшего снижения температуры в течение времени, обеспечивающего получение слоев

толщиной от 50 до 150 мкм. Затем полученные гетероструктуры извлекались из расплава и охлаждались со скоростью не выше 40 °С/ч.

При кристаллизации из ограниченного объема на поверхность монокристаллической подложки равномерно наносился порошок предварительно синтезированного $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$, расчетное количество которого обеспечивало кристаллизацию слоя толщиной 200–300 мкм. Получение тонких слоёв $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ таким способом не достигается из-за неполного смачивания поверхности кристалла, в результате чего расплав собирается в капли. Образец помещался в печь, нагревался до образования слоя расплава и выдерживался при температуре максимального нагрева в течение 10–15 минут для удаления газовых пузырьков. Затем печь охлаждалась со скоростью 0,1 °/ч до 800 °С и далее — со скоростью 30–60 °/ч до комнатной температуры. Толщина полученных слоев $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ уменьшалась до 10–50 мкм путем шлифовки и оптической полировки.

Данный метод позволил получить образцы с толщинами волноводных слоев от 4 до 30 мкм и с разницей показателей преломления пленки и подложки от 0,012 до 0,05.

5.2.5. Другие методы формирования оптических волноводов

Как отмечалось, изменения показателя преломления материала можно достичь и за счет фотоупругого и электрооптического эффектов. Так, каналные оптические волноводы формировались в кристаллах LiNbO_3 , BaTiO_3 , SBN за счет индуцированных упругих деформаций на поверхности монокристаллических подложек [46, 47]. Деформации создаются толстой пленкой, нанесенной на поверхность подложки при температуре выше 200–300 °С. После остывания образца различие в коэффициентах теплового расширения материалов подложки и пленки ведет к появлению упругих деформаций на поверхности подложки. В нанесенном слое протравливаются узкие полосы, и в свободных от деформаций каналах формируются оптические волноводы вследствие релаксации деформаций на свободной поверхности и увеличения ПП из-за упругооптического эффекта.

Канальные волноводы могут формироваться в электрооптических кристаллах и за счет линейного электрооптического эффекта. Так, в [48] демонстрировался эффект формирования волноводных каналов и модуляции оптического излучения в кристалле LiNbO_3 при использовании для этого пары полосковых электродов на его поверхности с приложенным к ним электрическим напряжением.

5.3. Методики исследования

Фоторефрактивный эффект в планарных волноводах может исследоваться двумя голографическими методами, а именно путем использования схемы двухлучевой интерференции [49] и изучения светового поля и профиля светового пучка на выходе волноводного элемента при его однолучевом возбуждении [50].

Свет может возбуждаться в волноводе с помощью призмы ввода или непосредственно через полированный торец [1, 2, 16]. Призменный метод более предпочтителен для изучения многомодовых волноводов, поскольку он позволяет селективно возбуждать в волноводе моду нужного порядка [1, 3]. С другой стороны, торцевое возбуждение представляет особый интерес при работе с волноводами в кристаллах BaTiO_3 , KNbO_3 или SBN , поскольку размеры подобных кристаллических образцов обычно слишком малы для использования призменного метода [16]. Кроме того, призменный метод сопряжен с риском повреждения образцов, поскольку требует определенного давления на их поверхность со стороны призмы.

Элементарные фоторефрактивные решетки могут формироваться в волноводе при пересечении двух когерентных световых пучков под некоторым углом. В принципе, такие решетки могут формироваться световыми пучками с ортогональной поляризацией, принадлежащими разным волноводным модам, и даже коллинеарными пучками [16]. Кроме того, они могут записываться внешними световыми пучками, падающими на поверхность волновода [26]. Считывание решеток (например, для измерения величины дифракционной эффективности) возможно при кратковременном блокировании одного из записывающих пучков.

Временная эволюция изменения показателя преломления Δn в процессе записи и релаксации ФР описывается зависимостями [16, 49, 51]:

$$\Delta n(t) = \Delta n_S [1 - \exp(-t/\tau)], \quad (5.13)$$

$$\Delta n(t) = \Delta n_S \exp(-t/\tau), \quad (5.14)$$

где Δn_S — изменение показателя преломления в режиме насыщения; τ — постоянная времени нарастания (или стирания) решетки (Максвелловское время релаксации).

Дифракционная эффективность решетки η определяется как отношение мощности дифрагированного светового пучка I_d к полной световой мощности на выходе решетки ($I_d + I_{tr}$) [4, 51]:

$$\eta = \frac{I_d}{I_{tr} + I_d} = \sin^2 \left(\frac{\pi \Delta n L}{\lambda \cos \theta} \right), \quad (5.15)$$

где L — толщина решетки; λ — длина волны света в вакууме; θ — угол пересечения световых пучков в волноводе.

При исследовании фоторефрактивных волноводов для описания их фоторефрактивных свойств и световых полей в волноводе часто используются усредненные величины, например, эффективная толщина волновода, усредненная интенсивность света и изменения показателя преломления, усредненные фотовольтаические коэффициенты и т.д. Усреднение величин осуществляется по толщине волновода [16, 52]. В ряде случаев при оперировании подобными усредненными величинами может использоваться теория Когельника для взаимодействия плоских волн.

Однако такой упрощенный подход применим далеко не всегда. Для более точной интерпретации экспериментальных результатов необходимо учитывать пространственную неоднородность световых полей и возмущений. Так, при двухволновом взаимодействии гауссовых световых пучков в волноводе необходимо иметь в виду, что постоянная времени максвелловской релаксации зависит от координаты, она минимальна в области максимальной интенсивности света и возрастает на периферии пучков. С другой стороны, в градиентном ОБ ее локальная величина меняется в направлении нормали к поверхности волновода вследствие изменения темновой проводимости и фотопроводимости материала, а также неоднородности поля волноводных

мод. В результате для направляемых мод разного порядка усредненное значение постоянной времени τ может отличаться на порядки. Так, временные зависимости дифракционной эффективности фоторефрактивных решеток, сформированных в планарном ОВ $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Cu}$ модами разного порядка, иллюстрирующие существенное отличие скорости их релаксации, приведены на рис. 5.6 [53].

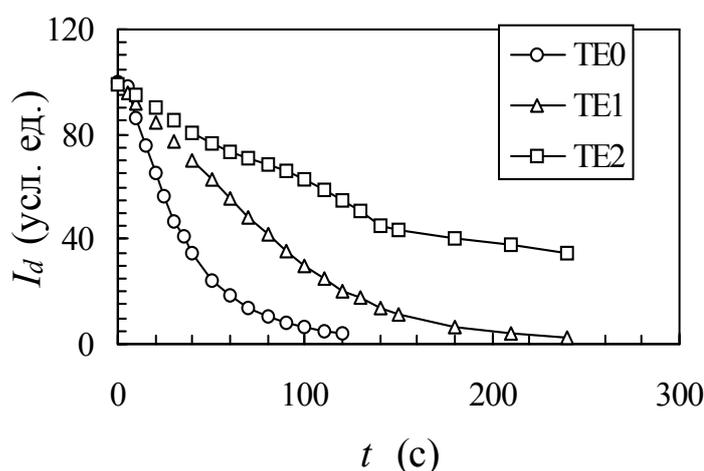


Рис. 5.6. Временные зависимости дифракционной эффективности при релаксации ФР в волноводе $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Cu}$

Изменение локальной величины τ в градиентном волноводе может проявляться и в резком отличии временной зависимости $\eta(t)$ от экспоненциальной, характерной для однородной среды. Так, в [54] наблюдалось биэкспоненциальное поведение $\eta(t)$ при релаксации фоторефрактивной решетки, сформированной TE_2 -модами в планарном волноводе $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ (рис. 5.7).

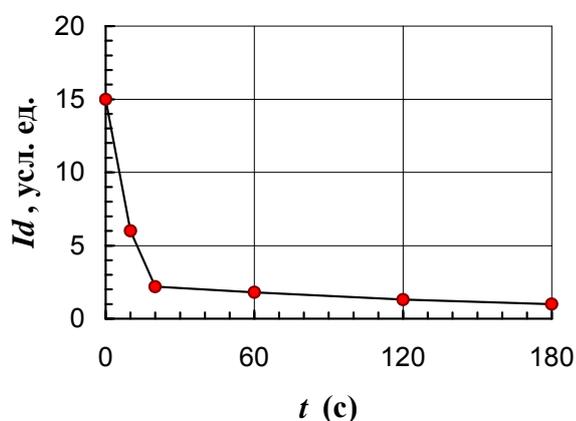


Рис. 5.7. Кинетика дифракционной эффективности при релаксации ФР, сформированной в планарном волноводе $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ TE_2 -модами

5.4. Распространение светового пучка в нелинейно-оптической среде

При распространении световых волн в среде с кубической (керровской) нелинейностью возникает составляющая нелинейной поляризации на частоте падающей световой волны, величина которой пропорциональна интенсивности света [4, 55]. Это приводит к индуцированию в данной среде оптических неоднородностей, которые, в свою очередь, изменяют структуру светового поля (пространственную или спектральную). Таким образом, в нелинейной среде проявляется эффект самовоздействия светового поля или пучка.

Для монохроматического одномерного (однородного в направлении оси Y) светового пучка, распространяющегося вдоль оси Z в нелинейной среде, его поле в скалярном приближении (считая световой пучок линейно поляризованным) можно представить в виде [4, 55]

$$E(x, z, t) = A(x, z) \exp(ikz - i\omega t), \quad (5.16)$$

где x — поперечная координата; k — волновое число.

Предполагая, что размер пучка в направлении x значительно превышает длину волны света λ , можно использовать параксиальное приближение, т.е. считать, что амплитуда $A(x, z)$ изменяется в направлении z намного медленнее, чем в направлении x . Тогда амплитуда поля пучка удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} = \frac{ik\Delta n_{nl}}{n} A, \quad (5.17)$$

где n — ПП среды в линейном режиме; Δn_{nl} — нелинейная добавка к нему, являющаяся функцией пространственных координат и зависящая от локальной интенсивности светового поля.

Рассмотрим различные механизмы оптической нелинейности, приводящие к изменениям ПП среды на частоте распространяющегося в ней светового поля.

1. **Керровская оптическая нелинейность**, обусловленная нелинейной связью наведенной поляризации в среде и напряженности электрического поля в световой волне. Результатом является изменение ПП Δn_{nl} на частоте падающей волны в среде

с кубической нелинейностью. Величина Δn_{nl} определяется соотношением [4]

$$\Delta n_{nl}^{(K)} = n_{(2)} I(x, z), \quad (5.18)$$

где $n_{(2)}$ — нелинейный показатель преломления.

Для обычных материалов (газы, жидкости, стекло, кристаллы) величина $n_{(2)}$ очень мала, и заметные изменения ПП, приводящие к эффектам самовоздействия световых пучков, наблюдаются при очень высоких интенсивностях света. Так, для кварцевого стекла $n_{(2)} = 2,4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [55], поэтому возмущение $\Delta n_{nl} = 10^{-6}$ требует интенсивности света $I = 4 \cdot 10^{10} \text{ Вт}/\text{см}^2$. В то же время керровская нелинейность характеризуется очень высокой скоростью нелинейного отклика, ограничивающейся лишь инерционностью электронов. Отметим, что знак коэффициента $n_{(2)}$ определяет тип нелинейности среды. Случай $n_{(2)} > 0$ соответствует самофокусирующей среде, $n_{(2)} < 0$ — самодефокусирующей.

2. Термооптическая нелинейность — изменение ПП при изменении температуры среды, обусловленном поглощением света. Величина Δn_{nl} при этом определяется соотношением [56]

$$\Delta n_{nl}^{(TO)} = \frac{\partial n}{\partial T} \delta T [I(x, z)], \quad (5.19)$$

где $\frac{\partial n}{\partial T}$ — температурный коэффициент показателя преломления; $\delta T [I(x, z)]$ — локальное изменение температуры среды вследствие поглощения света.

Термооптическая нелинейность значительно сильнее керровской, однако скорость нелинейного отклика для нее существенно ниже.

3. Фоторефрактивная оптическая нелинейность обусловлена изменением ПП вследствие линейного электрооптического эффекта при индуцировании в фоторефрактивном кристалле поля пространственного заряда E_{sc} световым полем. Она может быть поистине гигантской, приводя к значительным возмущениям Δn_{nl} даже при микроваттных мощностях света. Однако она значительно медленнее керровской нелинейности и в большинстве случаев медленнее термооптической. Изменения

показателя преломления Δn_{nl} для разных механизмов транспорта носителей заряда при фоторефрактивном эффекте определяются следующими соотношениями [51, 55].

Для *фотовольтаического механизма*:

$$\Delta n_{nl}^{(phv)} = AI_d^{-1} \frac{I(x, z)/I_d}{1 + I(x, z)/I_d}, \quad (5.20)$$

где A — константа, зависящая от физических характеристик и электрооптических коэффициентов материала; I_d — темновая интенсивность, определяемая условием $\sigma_d = \sigma_{ph}I_d$, т.е. интенсивность света, при которой величина фотопроводимости материала равна его темновой проводимости.

Для *дрейфового механизма*:

$$\Delta n_{nl}^{(drift)} = B \frac{I_{bg}}{I_{bg} + I(x, z)} E_{ext}, \quad (5.21)$$

где I_{bg} — интенсивность фоновой подсветки материала; E_{ext} — напряженность внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу; B — постоянная, зависящая от физических характеристик и электрооптических коэффициентов материала.

Для *диффузионного механизма*:

$$\Delta n_{nl}^{dif} = -\frac{1}{2} n_l^3 r E_D(z) = -\frac{1}{2} n_l^3 r \frac{k_B T}{e} \frac{1}{n_e(x)} \frac{dn_e(x)}{dx}. \quad (5.22)$$

В случае диффузионного механизма транспорта электрических зарядов Δn_{nl} носит нелокальный характер, т.е. определяется величиной градиента концентрации фотовозбужденных носителей заряда. Соответственно эффекты самовоздействия световых пучков проявляются в данном случае не в самофокусировке или самодефокусировке пучков, а в их самоискривлении.

Уравнение (5.17) позволяет проследить, как изменяется профиль светового пучка в нелинейной среде при различных механизмах и величине оптической нелинейности, а также различных параметрах светового пучка. Его решение может быть получено в аналитической форме лишь в ряде частных случаев. В большинстве же ситуаций возможно только его численное решение.

Особый интерес представляют решения, отвечающие режимам сохранения поперечного профиля светового пучка, т.е. его бездифракционного распространения — режимам пространственных оптических солитонов. В таком случае решение (5.17) ищется в виде [55]

$$A(x, z) = U(x) \exp(i\gamma z), \quad (5.23)$$

где $U(x)$ — огибающая (или амплитудный профиль солитона); γ — нелинейная добавка к постоянной распространения.

Подставляя (5.23) в (5.17) и проведя некоторые преобразования, получим:

$$U'' + \left(\frac{2k^2 \Delta n_{nl}}{n} - 2k\gamma \right) U = 0, \quad (5.24)$$

где $U'' = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$.

Это уравнение для пространственных солитонов, которое называют также нелинейным уравнением Шредингера. Действительно, в данной форме записи аналогия с соответствующим уравнением очевидна. В то же время (5.24) совпадает по форме с волновым уравнением для градиентного диэлектрического волновода (5.3). Соответственно, его решения представляют собой собственные моды оптического волновода, индуцированного в нелинейной среде самим световым пучком. Поскольку нелинейная добавка к ПП среды Δn_{nl} может быть как положительной, так и отрицательной, то и нелинейная добавка γ к постоянной распространения положительна либо отрицательна. В первом случае ($\Delta n_{nl} > 0$, самофокусирующая среда) решение уравнения (5.24) представляет собой светлый солитон, т.е. световой пучок, распространяющийся без дифракционного расплывания в нелинейно-оптической среде. Случай $\Delta n_{nl} < 0$ (самодефокусирующая среда) соответствует возможности существования темного солитона, под которым понимается как бы бездифракционное поведение неосвещенной области в световом поле. Рассмотрим решения солитонного уравнения (5.24) для различных механизмов оптической нелинейности среды.

Пространственные оптические солитоны в среде с керровской нелинейностью. В данном случае нелинейное

возмущение ПП среды определяется нелинейной восприимчивостью третьего порядка и, как уже отмечалось, может быть записано в форме

$$\Delta n_{nl} = n_{(2)} I(x, z) = n_{(2)} U^2. \quad (5.25)$$

Солитонное уравнение (5.24) примет вид

$$U'' + \left(\frac{2k^2 n_{(2)}}{n} U^2 - 2k\gamma \right) U = 0. \quad (5.26)$$

Далее, обозначая $\frac{kn_2}{n} = \alpha$, получим окончательно:

$$U - \frac{1}{2k\gamma} U'' = \frac{\alpha}{\gamma} U^3. \quad (5.27)$$

Коэффициент α может быть как положительным, так и отрицательным. В первом случае, для самофокусирующей среды, решение для светлого солитона имеет вид [55]

$$U(\xi) = \left(\frac{2\gamma}{\alpha} \right)^{1/2} \text{sch}(\xi), \quad (5.28)$$

где $\xi = (2k\gamma)^{1/2} x$ — нормированная поперечная координата.

В случае самодефокусирующей среды решение дает профиль темного солитона в виде

$$U(\xi) = \left(\frac{\gamma}{\alpha} \right)^{1/2} \text{th}(\xi/\sqrt{2}), \quad (5.29)$$

где $\xi = (-2k\gamma)^{1/2} x$.

Из (5.29) видим, что $U(\xi) < 0$ при $\xi < 0$ и $U(\xi) > 0$ при $\xi > 0$, т.е. фаза поля темного солитона скачком меняется на π в точке $\xi = 0$.

Таким образом, для среды с керровской нелинейностью амплитудные профили световых пучков, соответствующих светлым и темным пространственным солитонам, выражаются в аналитической форме и определяются соотношениями (5.28) и (5.29). Рисунок 5.8 иллюстрирует поперечные профили интенсивности светлого и темного солитонов. Отметим, что для темного солитона строгое решение предполагает постоянство амплитуды поля при $\xi \rightarrow \pm\infty$.

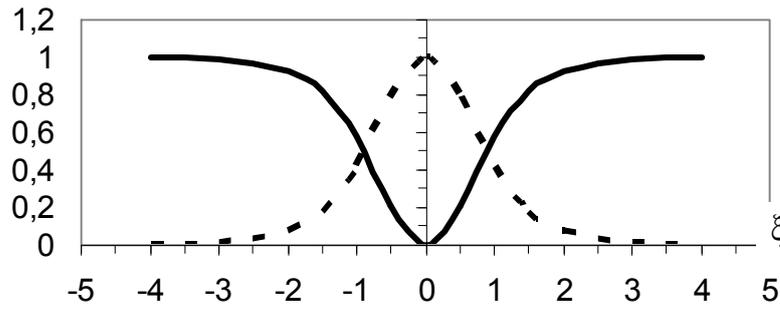


Рис. 5.8. Профили интенсивности $|U(\xi)|^2$ светлого (пунктир) и темного (сплошная линия) пространственных солитонов

Пространственные оптические солитоны в среде с фоторефрактивной нелинейностью. В случае фотовольтаических солитонов, подставляя в (5.24) выражение (5.20) для Δn_{nl} , получим [57]

$$U - \frac{1}{2k\gamma} U'' = \frac{\beta}{\gamma} \frac{U^3}{1+U^2}, \quad (5.30)$$

где $\beta = \frac{kA}{n}$.

Для фоторефрактивных солитонов при дрейфовом механизме фоторефракции можно получить подобное уравнение в виде

$$U - \frac{1}{2k\gamma} U'' = \frac{F}{\gamma} \frac{U}{1+U^2}. \quad (5.31)$$

Таким образом, получено два похожих уравнения, соответствующих режимам пространственных оптических солитонов в средах с фотовольтаическим и дрейфовым механизмами фоторефракции. Можно видеть, что в случае фотовольтаических солитонов при малой интенсивности световых пучков выражение (5.30) приводится к виду солитонного уравнения для сред с керровской нелинейностью. Отметим, что во всех случаях правая часть уравнений может быть как положительной, так и отрицательной. Это соответствует случаям самофокусирующей и самодифокусирующей нелинейности. Для фотовольтаического эффекта знак нелинейности определяется направлением фотовольтаического тока. Для дрейфового механизма это соответствует разным полярностям приложенного к кристаллу внешнего электрического поля. В результате решения данных уравнений дают режимы светлых и темных пространственных солитонов.

5.5. Пространственные солитоны в планарных фоторефрактивных волноводах

5.5.1. Фоторефрактивные пространственные солитоны в планарных волноводах на основе SBN

Возможность формирования пространственных оптических солитонов впервые обоснована в [58], а экспериментально солитонный режим впервые реализован в [59]. Теорией предсказывалась неустойчивость даже одномерных пространственных солитонов в однородной керровской среде, поэтому выполнен целый ряд экспериментов по наблюдению светлых пространственных солитонов в планарных оптических волноводах [60, 61]. Важным этапом явилось предсказание в 1992 году существования фоторефрактивных пространственных солитонов [62], которые могут формироваться при микроваттных световых мощностях, что в совокупности с инерционностью фоторефрактивной нелинейности существенно упрощает экспериментальную технику. В последующий период концепция фоторефрактивных солитонов интенсивно разрабатывалась, был обнаружен целый ряд новых эффектов, таких как некогерентные, векторные, вихревые, многомодовые пространственные солитоны [63–66]. Основная часть экспериментов выполнена в объемных кристаллах SBN.

Транспорт носителей заряда в SBN при фоторефрактивном эффекте обусловлен их диффузией и дрейфом в приложенном к кристаллу внешнем электрическом поле E_{ext} . При формировании фоторефрактивных солитонов используется дрейфовый механизм, обеспечивающий локальный нелинейный отклик. В этом случае поле $E_{sc}(x)$ формируется в освещенной области вследствие дрейфа фотовозбужденных носителей в электрическом поле E_{ext} и захвата их ловушками. В стационарном режиме поле $E_{sc}(x)$ частично экранирует поле E_{ext} , и величина локального электрического поля $E(x)$ в освещенной области снижается с увеличением интенсивности света. При малой темновой проводимости кристалла в сравнении с фотопроводимостью ($\sigma_d \ll \sigma_{ph}I$) величина поля $E(x)$ определяется соотношением [16]

$$E(x) = E_{ext} \left[\frac{I_{bg}}{I_{bg} + I(x)} \right], \quad (5.32)$$

где I_{bg} — интенсивность некогерентной фоновой подсветки; $I(x)$ — поперечное распределение интенсивности в световом пучке.

Если светоиндуцированная оптическая неоднородность в стационарном режиме полностью компенсирует естественную дифракцию светового пучка, то говорят о стационарном экранирующем солитоне. Под квазистационарными экранирующими солитонами понимают режим экранирования внешнего поля E_{ext} фотовозбужденными носителями заряда в начальный момент времени после «включения» света, когда поле $E_{sc}(x)$ еще отсутствует [67]. Эффекты стационарных и квазистационарных экранирующих солитонов, их когерентные и некогерентные взаимодействия, возможности формирования солитонами волноводно-оптических элементов в объемных кристаллах SBN и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ убедительно продемонстрированы в целом ряде работ [68, 69].

Для выявления особенностей эффектов формирования и взаимодействия фоторефрактивных пространственных солитонов в планарных ОБ великолепным объектом явились волноводные структуры, сформированные в кристаллах SBN методом ионной имплантации [41]. В экспериментах использовались планарные ОБ, полученные имплантацией He^+ в кристаллы SBN, легированные в процессе выращивания церием и родием, $\text{SBN}:\text{Ce}:\text{He}^+$ и $\text{SBN}:\text{Rh}:\text{He}^+$ [70–72]. Исследования проводились как в видимом, так и в ближнем ИК-диапазоне. Схема стандартной экспериментальной установки изображена на рис. 5.9. В экспериментах к волноводным образцам вдоль оси \bar{c} прикладывалось электрическое поле, величина которого могла изменяться от 0 до 10 кВ/см. Свет возбуждался в волноводах через полированный торец, распространяясь в виде волн с необыкновенной поляризацией в направлении, перпендикулярном оси \bar{c} . Оптическая мощность в волноводе менялась от 10 нВт до 10 мВт. Величина ПП n_e в освещенной области определяется соотношением

$$n_e(x) = n_{e0} - \frac{1}{2} n_{e0}^3 r_{33} E(x), \quad (5.33)$$

где n_{e0} — невозмущенное значение ПП; r_{33} — компонента электрооптического тензора; $E(x)$ — локальная величина электрического поля в кристалле.

При указанной геометрии эксперимента используется максимальный электрооптический коэффициент SBN r_{33} , величина которого для SBN61 составляет ~ 280 пм/В при $\lambda = 514,5$ нм [41]. В качестве фоновой подсветки использовалось некогерентное излучение с интенсивностью от 10 до 30 мВт/см².

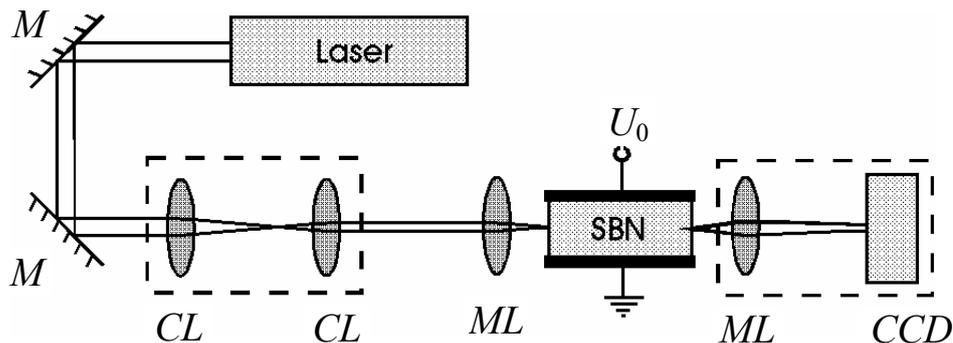


Рис. 5.9. Схема эксперимента по исследованию фоторефрактивных пространственных солитонов в волноводах на SBN: M — зеркало; CL — цилиндрическая линза; ML — микрообъектив; U_0 — электрическое напряжение; SBN — SBN-волновод; CCD — ПЗС видеокамера

К основным результатам исследований фоторефрактивных солитонов в волноводных структурах на основе SBN можно отнести следующее.

1. Формирование стационарных экранирующих солитонов в [71] при $P_{in} < 0,1$ мВт не требовало фоновой подсветки, что связано с существенным возрастанием темновой проводимости σ_d в волноводной области в результате ионной имплантации. Поскольку профиль изолирующего барьера не является идеально ступенчатым, то среднее значение σ_d для волноводных мод может превысить величину фотопроводимости, создаваемой подсветкой.

2. В волноводе SBN:Ce:He⁺ получены светлые фоторефрактивные стационарные экранирующие солитоны при $\lambda = 514,5$; 633 и 780 нм. Для излучения с $\lambda = 1047$ нм наблюдалась лишь частичная самофокусировка пучков, что связано с частотной

зависимостью фоторефрактивных свойств материала. Время формирования стационарных солитонов при $P_{in} \approx 0,1$ мВт и $\lambda = 633$ нм составляло ~ 1 с, а необходимое для этого поле E_{ext} превышало 5–6 кВ/см. Изменение ширины светового пучка на выходном торце ОВ и его профили в солитонном режиме и на стадии самофокусировки иллюстрируются рис. 5.10 и 5.11.

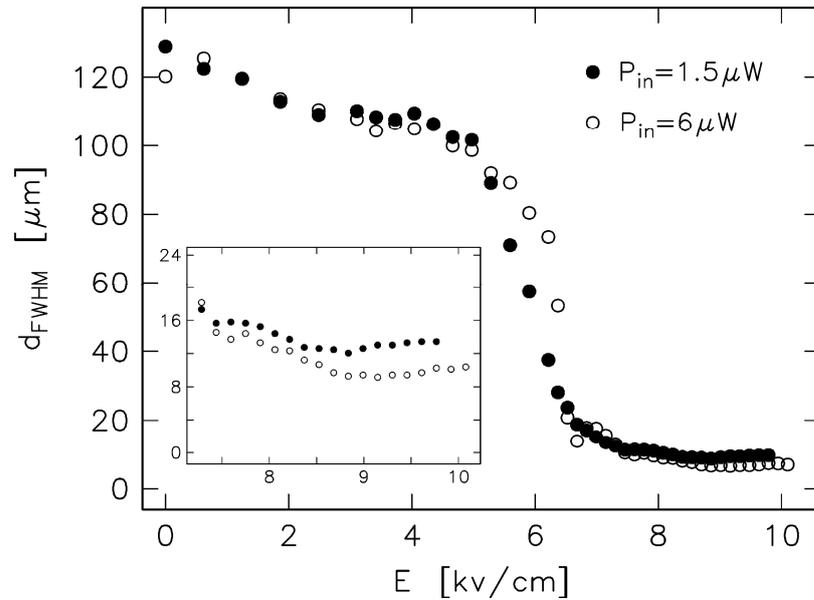


Рис. 5.10. Зависимости ширины светового пучка на выходной плоскости Ce:SBN61:He^+ волновода от приложенного электрического поля при ширине входного пучка 10 мкм [71]

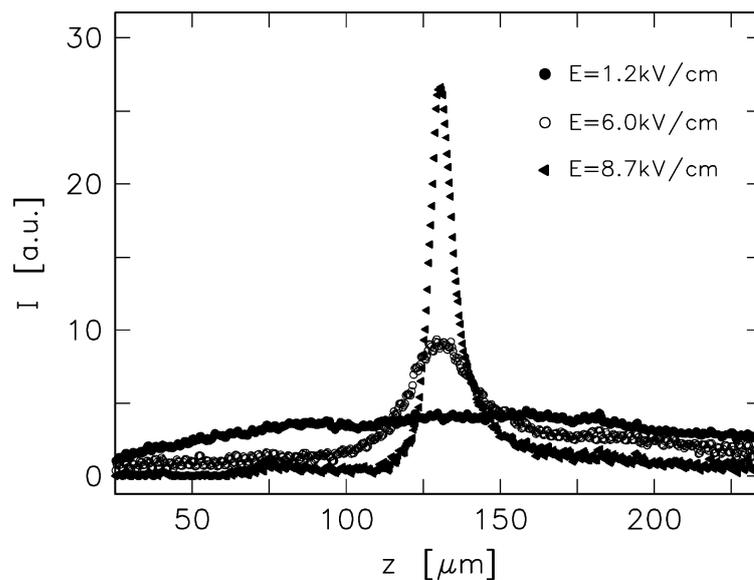


Рис. 5.11. Профили светового пучка на выходной плоскости Ce:SBN61:He^+ волновода при разных величинах приложенного электрического поля [71]

3. В планарных волноводах Ce:SBN61:He^+ наблюдался режим светлых квазистационарных фоторефрактивных солитонов при $\lambda = 514,5$ нм и $\lambda = 633$ нм. Время их формирования при $P_{in} \approx 0,055$ мВт и $\lambda = 633$ нм составляло около 100 мс. Эффект наблюдался при $E_{ext} = 1,8-2$ кВ/см.

4. Для излучения с $\lambda = 514,5$ нм режим светлых стационарных солитонов достигнут комбинацией термооптического и фоторефрактивного эффектов. При мощности P_{in} и величине E_{ext} , не обеспечивающих солитонного режима по отдельности, их комбинация позволяла реализовать этот режим.

5. В [72] продемонстрирован режим светлых стационарных солитонов в планарном волноводе SBN:Rh:He^+ на длинах волн до $\lambda = 1,5$ мкм. Реализованы солитонные пучки с шириной 20 мкм и временем формирования ~ 1 с при $\lambda = 1,48$ мкм.

6. Особенностью пространственных оптических солитонов является их поведение при взаимодействии, т.е. при пересечении солитонных пучков под малыми углами или при параллельном распространении на таком расстоянии, когда их поля частично перекрываются. Возможны когерентные и некогерентные взаимодействия. В первом случае среда успевает реагировать на изменение разности фаз между полями солитонов, т.е. на результат их интерференции. При некогерентном взаимодействии инерционность среды велика и она реагирует только на интенсивность света. Результатом когерентного и некогерентного взаимодействия может стать как бы проявление сил притяжения и отталкивания между солитонами. Возможны эффекты аннигиляции одного из них либо рождения нового солитона, искривление траектории солитонного луча в трехмерной среде до спиральной, обмен энергией и т.д. Волноводная конфигурация запрещает часть подобных эффектов, для которых важен векторный характер светового поля либо необходима трехмерность среды. Однако эффекты взаимного притяжения либо отталкивания и обмена энергией между светлыми стационарными экранирующими солитонами наблюдались в оптических волноводах SBN:Ce:He^+ [73] для излучения He-Ne-лазера при микроваттных мощностях световых пучков.

7. В [74] показано, что в планарном ОБ в SBN , как и в объемных образцах [75], возможен эффект фиксации волноводных

каналов при полярности приложенного к кристаллу электрического поля, необходимой для формирования темных экранирующих солитонов. Механизм фиксации связан с формированием волноводных каналов на границах солитонного пучка при данных условиях эффектом частичной деполяризации кристалла (возникновением множества хаотично ориентированных микродоменов) в неосвещенной области в случае, когда напряженность внешнего электрического поля превышает величину коэрцитивного поля. Эксперименты продемонстрировали возможность создания стационарных канальных волноводных структур в планарном волноводе в SBN.

5.5.2. Фоторефрактивные пространственные солитоны в оптических волноводах в ниобате лития

В LiNbO_3 , легированном ионами Fe или Cu, доминирующий механизм транспорта носителей заряда обусловлен фотовольтаическим эффектом. В стационарном режиме изменение ПП Δn_S в освещенной области кристалла определяется соотношением

$$\Delta n_S = A \frac{I(z)}{I_d + I(z)}, \quad (5.34)$$

где I_d — темновая интенсивность; $I(z)$ — профиль интенсивности светового поля; A — константа, величина которой зависит от параметров материала.

Оптическая нелинейность LiNbO_3 при фотовольтаическом механизме транспорта зарядов является самодефокусирующей ($\Delta n_S < 0$), поэтому эффект фоторефрактивного самовоздействия световых пучков проявляется в их самодефокусировке и только темные пространственные солитоны могут быть реализованы в LiNbO_3 в таких условиях. Однако знак оптической нелинейности кристалла может быть изменен на обратный путем комбинации фотовольтаического и дрейфового механизмов [76]. Проблемой в реализации данной идеи является большая величина поля E_{sc} в LiNbO_3 , возникающего за счет фотовольтаического эффекта: она может достигать 10^5 В/см [51].

Одномерные темные фотovoltaические солитоны в объемном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ впервые наблюдались в [77] при $\lambda = 488$ нм (непрерывное излучение Ar^+ лазера с мощностью 20 мВт). Волноводная конфигурация позволяет наблюдать подобные эффекты при значительно меньших световых мощностях. Так, в [78] в волноводах $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ при $\lambda = 633$ нм и световой мощности менее 1 мВт продемонстрировано индуцирование динамических фотovoltaических линз с временем формирования в единицы секунд, существенно изменяющих пространственную структуру волноводных световых пучков.

Темные фотovoltaические пространственные солитоны в планарных ОБ $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$, полученных диффузией Ti и Fe в нелегированном LiNbO_3 , и в волноводах $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Ti}$, полученных диффузией Ti в номинально чистом и легированном железом кристаллах LiNbO_3 , наблюдались в [79, 80]. Эксперименты выполнены при $\lambda = 633$ нм и световой мощности от 0,1 до 10 мВт [79], и при $\lambda = 532$ нм [80]. В [79] использовались как призмный, так и торцевой методы ввода света в ОБ (схема экспериментальной установки представлена на рис. 5.12).

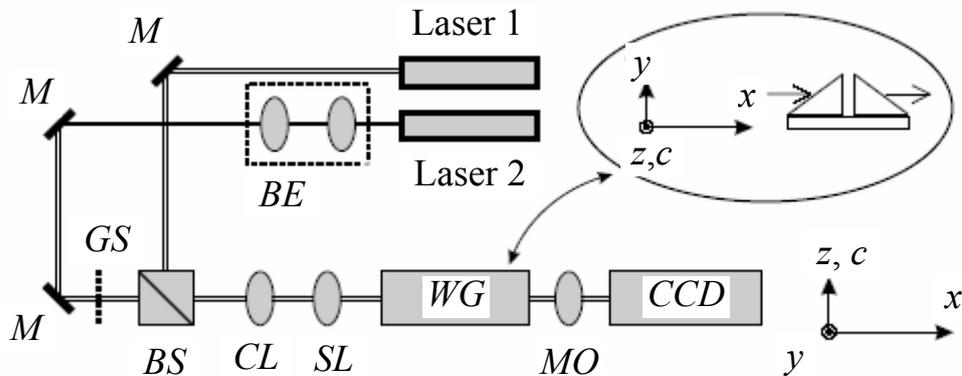


Рис. 5.12. Схема эксперимента [79]:

- Laser 1, laser 2 — He–Ne-лазеры; *BE* — коллиматор;
- M* — зеркало; *BS* — светоделительный кубик;
- CL* — цилиндрическая линза; *SL* — сферическая линза;
- MO* — микрообъектив; *GS* — стеклянная пластинка;
- CCD* — ПЗС камера

Начальное распределение амплитуды в световом пучке, необходимое для формирования темного солитона, обеспечивалось в [79] стеклянной пластинкой, перекрывающей половину апер-

туры коллимированного светового луча. Изменение углового положения пластинки позволяло ввести в данную часть пучка необходимый фазовый сдвиг $\Delta\varphi = (2m + 1) \cdot \pi$, где m — целое число. Исследование волноводного канала, генерируемого в неосвещенной области поля темного солитона, осуществлялось с помощью дополнительного He-Ne-лазера (Laser 1).

В экспериментах выявлены следующие особенности, обусловленные волноводной конфигурацией.

1. При одинаковой величине световой мощности P_{in} , вводимой в волновод, характер изменения поля светового пучка существенно зависит от номера волноводной моды. Для низших мод в [79] наблюдалось лишь незначительное изменение его профиля, т.е. лишь частичная компенсация «дифракции» темной области. Для мод высшего порядка наблюдалась полная компенсация ее «дифракции», что иллюстрируется картинками светового поля на выходном торце ОВ (рис. 5.13). Формирование канального волновода в неосвещенной области поля темного солитона фиксировалось с помощью зондирующего светового пучка от вспомогательного He-Ne-лазера. Рис. 5.14 иллюстрирует профили интенсивности формирующего и зондирующего пучков в начальный момент и в режиме темного солитона. При световой мощности, превышающей некоторую пороговую величину, режим темных солитонов существовал только в течение ограниченного периода времени, затем наблюдалось его разрушение [79, 80].

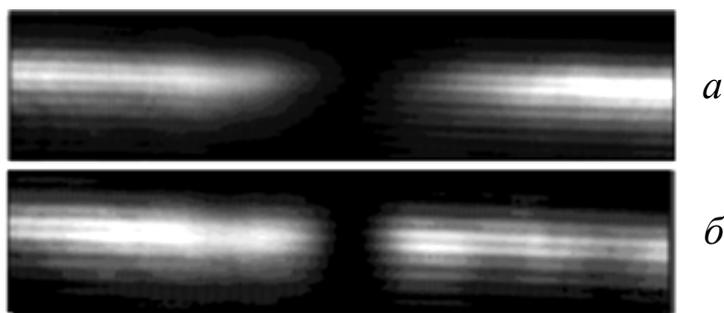


Рис. 5.13. Картины светового поля на выходном торце планарного ОВ $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ при формировании темного фотovoltaического солитона:
a — в начальный момент времени после возбуждения света в волноводе; *б* — после достижения солитонного режима

Волноводные каналы, сформированные темными солитонами на высших модах волновода, в темноте могли храниться в кристалле более 10 часов. В то же время при считывании слабым световым пучком ($P_{in} = 0,12$ мВт) время релаксации индуцированных каналов составляло около трех минут [79].

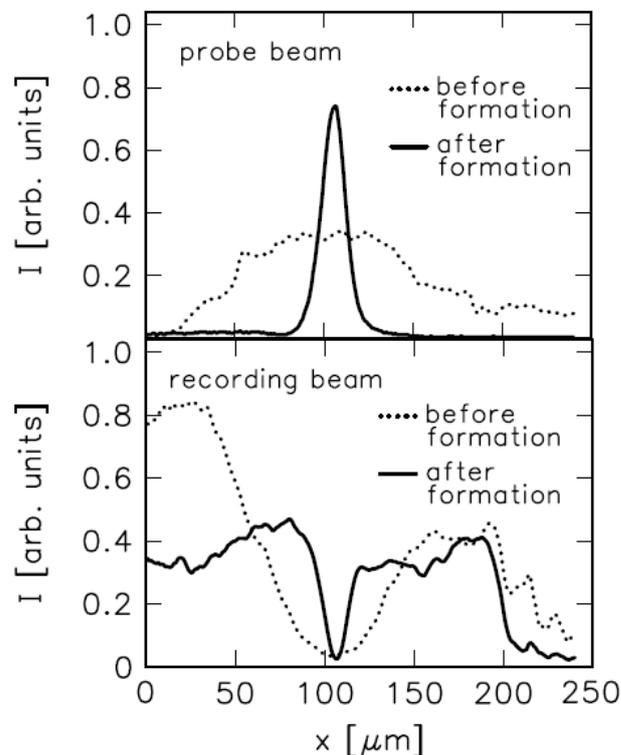


Рис. 5.14. Распределения интенсивности в формирующем световом пучке (внизу) и в зондирующем пучке (вверху), в линейном режиме и после формирования темного солитона, в схеме торцевого возбуждения света в волноводе [79]

Наблюдаемые особенности объясняются изменением фото-рефрактивных свойств материала по глубине волновода. Для ОВ $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ характерна сильная зависимость величины σ_d от концентрации Fe^{2+} . Вследствие этого среднее значение параметра I_d резко уменьшается с ростом номера моды. Для низших мод интенсивность света в волноводе может быть значительно ниже, чем величина I_d , тогда $\Delta n_S \sim (I_d)^{-1}$, т.е. величина Δn_S для низших мод много меньше, чем для высших. Очевидно, в экспериментах мощность P_{in} была недостаточной для формирования солитонов на низших модах. В то же время при возбуждении высших мод условия формирования солитонов выполнялись.

Формирование двумерных светлых пространственных «фотовольтаических-экранирующих» солитонов при компенсации фотовольтаического эффекта за счет приложенного к объемному, номинально нелегированному кристаллу LiNbO_3 внешнего электрического поля продемонстрировано в [81]. Использование номинально чистого LiNbO_3 длиной 5 мм в направлении распространения света (ось X) позволило достичь солитонного режима при внешнем электрическом поле в 35 кВ/см (эволюция поля светового пучка на выходной плоскости кристалла LiNbO_3 иллюстрируется изображениями на рис. 5.15).

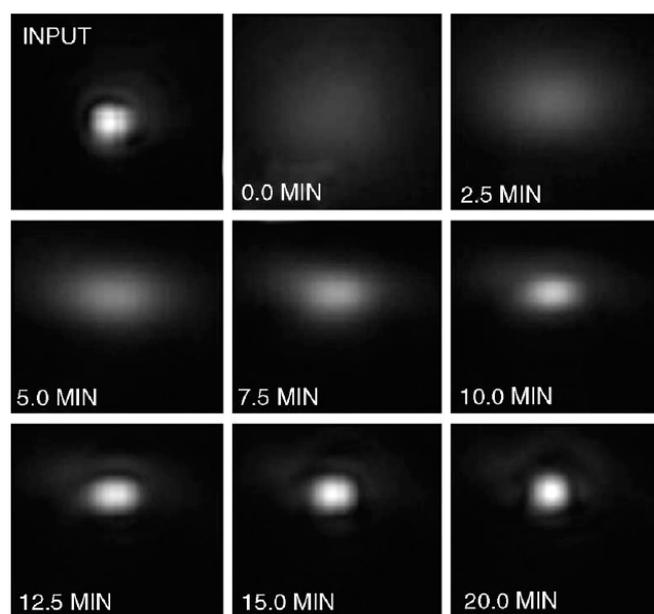


Рис. 5.15. Эволюция поля светового пучка при формировании светлого фоторефрактивного солитона в кристалле LiNbO_3 с приложенным внешним электрическим полем 35 кВ/см. Ширина входного светового пучка — 10 мкм; на выходной плоскости кристалла она составляет около 60 мкм при $t = 0$ и 10 мкм после формирования солитона ($t = 20$ мин) [81]

В [82] продемонстрирована возможность усиления или ослабления фотовольтаического эффекта за счет использования дрейфового механизма транспорта и в планарных ОВ $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$. Даже при сравнительно низких дрейфовых полях — до $\pm 3,5$ кВ/см — наблюдались заметные отличия во временной эволюции профилей интенсивности гауссовых световых пучков при их фоторефрактивном самовоздействии. В данном эксперименте ввод света в волновод осуществлялся через его

полированный торец, а вывод — с помощью призмного элемента, что позволило разделить в пространстве световые поля мод разного порядка и наблюдать различия в характеристиках самовоздействия световых пучков на разных волноводных модах.

5.5.3. Анализ характеристик темных фоторефрактивных пространственных солитонов в планарных волноводах в ниобате лития

Неоднородность световых и индуцированных вследствие фоторефрактивного эффекта электростатических полей в волноводных структурах значительно усложняет анализ эффектов самовоздействия распространяющихся в них световых пучков. Как правило, подобные задачи решаются путем численного моделирования. Однако в частных случаях, при некоторых ориентациях кристаллических ОБ, для солитонных режимов можно получить и аналитические соотношения [83].

Рассмотрим чистый срез одноосного кристалла (например, Z-срез кристалла LiNbO_3) и волноводную структуру, у которой недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости равны нулю как в подложке, так и в волноводном слое. Локальную величину ПП в волноводе для света с поляризацией, определяемой диагональными компонентами тензора диэлектрической проницаемости ε_{yy} и ε_{zz} , можно выразить в форме

$$N_y(x, y, z) = N_{ys} + \Delta N_{yw}(z) + \delta N_y(x, y, z), \quad (5.35)$$

$$N_z(x, y, z) = N_{zs} + \Delta N_{zw}(z) + \delta N_z(x, y, z), \quad (5.36)$$

где $N_{ys, zs}$ — ПП подложки при поляризации света вдоль осей Y и Z ; $\Delta N_{yw, zw}(z)$ — приращения ПП в волноводной области; $\delta N_{y, z}(x, y, z)$ — оптически индуцируемые изменения ПП.

Считаем волновод слабым, а наведенные светом возмущения ПП — малыми:

$$\begin{aligned} \Delta N_{yw} \ll N_{ys}, \quad \delta N_y \ll \Delta N_{yw}, \\ \Delta N_{zw} \ll N_{zs}, \quad \delta N_z \ll \Delta N_{zw}. \end{aligned} \quad (5.37)$$

Соответственно, для распространения светового пучка вдоль оси X световые поля можно представить в виде чистых TE - и TM -волн. А волновые уравнения для составляющих E_y , E_z этих мод можно получить из уравнений Максвелла в виде

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + k_0^2 N_o^2 E_y = 0, \quad (5.38)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{N_e^2}{N_o^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k_0^2 N_e^2 E_z = 0, \quad (5.39)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число света в вакууме; N_o и N_e — обыкновенный и необыкновенный ПП материала.

При сделанных допущениях уравнение (5.38) для TE -волн является точным. При выводе (5.39) для TM -волн не принималась во внимание слабая зависимость отношения N_z^2/N_y^2 от координаты z . Поля TE - и TM -мод в пучках могут быть представлены в форме

$$E_y^{TE}(x, y, z) = \Psi_y(z) A^{TE}(x, y) \exp(-i\beta^{TE} x), \quad (5.40)$$

$$E_z^{TM}(x, y, z) = \Psi_z(z) A^{TM}(x, y) \exp(-i\beta^{TM} x), \quad (5.41)$$

где $\Psi_y(z)$ и $\Psi_z(z)$ — распределения полей TE - и TM -мод планарного волновода с постоянными распространения β^{TE} и β^{TM} ; амплитуды пучков $A^{TE, TM}(x, y)$ — медленные функции продольной координаты x .

Поля $\Psi_{y,z}(z)$ для TE - и TM -мод порядка m удовлетворяют волновым уравнениям

$$\frac{\partial^2 \Psi_y^{(m)}}{\partial z^2} + k_0^2 \left[(N_{ys} + \Delta N_{yw}(z))^2 - N_m^2 \right] \Psi_y^{(m)} = 0, \quad (5.42)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_z^{(m)}}{\partial z^2} + k_0^2 \frac{N_{ys}^2}{N_{zs}^2} \left[(N_{zs} + \Delta N_{zw}(z))^2 - N_m^2 \right] \Psi_z^{(m)} = 0, \quad (5.43)$$

где $N_m = \beta_m^{TE, TM} / k_0$ — эффективные ПП мод.

Эволюция амплитуд пучков $A_m^{TE, TM}(x, y)$ с учетом их медленного изменения вдоль оси x , соотношений (5.37) и условия

ортогональности мод определяется следующим укороченным волновым уравнением:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{i}{2k_0 N_m} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_m^{TE, TM}(x, y) = \\ = -ik_0 \delta \tilde{N}_{ym, zm}(x, y) A_m^{TE, TM}(x, y). \end{aligned} \quad (5.44)$$

При его выводе использовано приближенное соотношение $N_m \cong N_{ys, zs}$ и введена усредненная по координате z нелинейная добавка к эффективному ПП для моды с номером m :

$$\delta \tilde{N}_{ym, zm}(x, y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{y,z}^{(m)}(z) \delta N_{y,z}(x, y, z) \Psi_{y,z}^{(m)}(z) dz}{\int_{-\infty}^{\infty} [\Psi_{y,z}^{(m)}(z)]^2 dz}. \quad (5.45)$$

Данная добавка позволяет учесть распределение полей мод по толщине волновода и эффективность перекрытия светового поля с наводимыми им за счет фоторефрактивного эффекта возмущениями оптических свойств волноводного слоя. Для рассматриваемой ориентации ОВ при учете вклада лишь фотовольтаического тока в механизм транспорта носителей электрического заряда светоиндуцированное изменение ПП δN может быть найдено из соотношения $\delta N_{y,z}(x, y, z) = \delta N_{o,e}(x, y, z) = -\frac{1}{2} N_{os, es}^3 \times$
 $\times r_{13,33} E_{sc}^{TE, TM}(x, y, z)$, где поле E_{sc} для разомкнутого кристалла определяется соотношением [83]

$$E_{sc}^{TE, TM}(x, y, z) = -\frac{\beta_{31,33}(z) \Psi_{y,z}^2(z) |A^{TE, TM}(x, y)|^2}{\sigma_d(z) + B_{ph}(z) \Psi_{y,z}^2(z) |A^{TE, TM}(x, y)|^2}, \quad (5.46)$$

а $\beta_{31,33}$ и B_{ph} — компоненты фотовольтаического тензора и коэффициент фотопроводимости, зависящие от координаты z вследствие неоднородности концентрации легирующей примеси по толщине волновода.

При выводе (5.46) полагалось, что характерный масштаб пространственной неоднородности светового поля вдоль оси Z

много меньше, чем вдоль оси Y и, соответственно, разделение электрических зарядов происходит вдоль оси Z .

Численный анализ характеристик световых пучков выполнен для ОВ с профилем ПП вида

$$N_e(z) = N_{es} + \frac{\Delta N_e}{\text{ch}^2(z/h_w)}. \quad (5.47)$$

Данный профиль дает хорошую аппроксимацию реальных, близких к гауссовым профилей ПП диффузионных ОВ в LiNbO_3 , а распределения полей мод такого ОВ могут быть выражены аналитически [83]. В численных расчетах полагалось, что темновая проводимость в волноводной области существенно выше, чем фотопроводимость (это справедливо для исследованных в работе экспериментальных образцов ОВ $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$). Распределения $\sigma_d(z)$ и $\beta_{31,33}(z)$ моделировались экспоненциальными функциями с максимумом на поверхности волновода.

В случае темных фотовольтаических солитонов в объеме $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ при пренебрежении фотопроводимостью амплитуда солитонного пучка имеет вид $A(z, y) = A(0, y) = A_0 \text{th}(y/b)$, а его параметры A_0 и b связаны соотношением

$$b = \frac{\sqrt{2}}{A_0 k_0 N_s^2 (r_{33} \beta_{33} \sigma_d^{-1})^{1/2}}. \quad (5.48)$$

В реальных экспериментах A_0 является плавной функцией поперечных координат, поэтому (5.48) может использоваться для оценки величины A_0 лишь в центре пучка. В волноводной структуре в стационарном режиме поле солитона также имеет вид $A(z, y) = A(0, y) = A_0 \text{th}(y/b)$, а для A_0 можно получить соотношение

$$A_0 = \frac{\sqrt{2}}{b k_0 N_s^2 (r_{33} \tilde{f})^{1/2}}, \quad (5.49)$$

где

$$\tilde{f} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} [\beta_{33}(z)/\sigma_d(z)] [\Psi_{y,z}^{(m)}(z)]^4 dz}{\int_{-\infty}^{\infty} [\Psi_{y,z}^{(m)}(z)]^2 dz}. \quad (5.50)$$

Параметр \tilde{f} для разных мод ОВ существенно различается. Так, для экспериментального образца с $\Delta N_e = 0,0101$; $h_w = 8,5$ мкм; $N_{es} = 2,2$ получены следующие его значения: TM_0 -мода — $2,58 \cdot 10^{-3}$; TM_1 -мода — $3,99 \cdot 10^{-3}$; TM_2 -мода — $6,53 \cdot 10^{-3}$; TM_3 -мода — $1,10 \cdot 10^{-2}$ м/В.

5.6. Эффекты самовоздействия световых пучков и пространственные солитоны в периодических фоторефрактивных волноводных структурах

5.6.1. Периодические волноводные структуры

Распространение света как в вакууме, так и в любой материальной среде всегда сопровождается дифракционными эффектами, в простейшем случае проявляющимися, например, в уширении гауссовых пучков при их распространении. Дифракция света в среде с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости существенно отличается от таковой в оптически однородной среде. Модуляция может приводить к волноводному эффекту, и среда становится эквивалентной периодической структуре связанных планарных или канальных оптических волноводов. При пренебрежимо слабой связи соседних элементов дифракционные эффекты в подобной структуре могут практически отсутствовать. В случае конечной связи, благодаря эффекту туннелирования, в периодических волноводных структурах возможен обмен световой энергией между соседними элементами, что приводит к уширению огибающей светового поля по мере его распространения. Данный эффект называют дискретной дифракцией. Особый интерес к нелинейным периодическим волноводным структурам в последнее десятилетие связан с возможностью нелинейной локализации в них светового поля в виде дискретных пространственных солитонов, впервые теоретически предсказанной в 1988 году [84]. Десять лет спустя это было подтверждено экспериментами, в которых наблюдались дискретные пространственные солитоны в периодических канальных волноводных структурах на основе арсенида галлия [85], что стало стимулом активных исследований линейных и нелинейных оп-

тических эффектов в подобных системах. В результате к настоящему времени изучены эффекты линейной и нелинейной дискретной дифракции света [86, 87], блоховских осцилляций [88, 89], дискретных пространственных солитонов [90–92], щелевых солитонов [93–95], поверхностных солитонов [96–100] и целый ряд других эффектов [101–103] в одномерных и двумерных периодических волноводных структурах с керровской и фоторефрактивной нелинейностью.

В первых экспериментах исследовались периодические системы канальных оптических волноводов на основе арсенида галлия [85, 86, 88, 93]. Волноводный слой состава $\text{Al}_{0,18}\text{Ga}_{0,82}\text{As}$ заключался между двумя слоями $\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{As}$ с меньшим показателем преломления. Периодическое изменение волноводных свойств в поперечном направлении достигалось путем ионного травления покровного слоя до получения гребенчатой структуры (рис. 5.16).

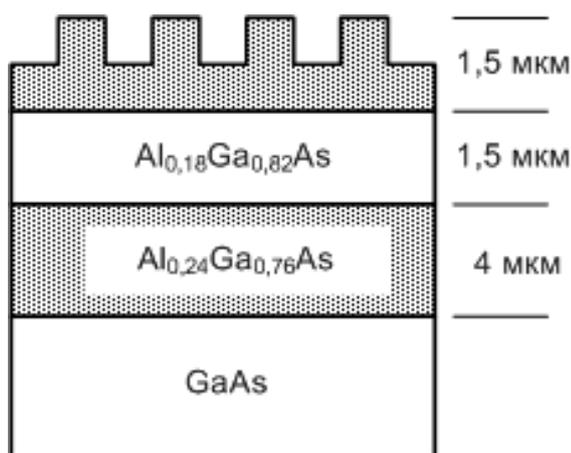


Рис. 5.16. Схема волноводной структуры $\text{Al}_{0,18}\text{Ga}_{0,82}\text{As} - \text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{As} - \text{GaAs}$

Ширина волноводных каналов составляла 4 мкм, расстояние между каналами менялось в разных образцах от 2 до 7 мкм, что позволяло менять величину межканальной связи. В экспериментах использовалось излучение синхронно накачиваемого оптического параметрического генератора в виде импульсов длительностью от 100 до 200 фемтосекунд. Центральная длина волны составляла около 1,5 мкм, что меньше половины ширины запрещенной зоны материала волновода и исключает проявление эффектов двухфотонного поглощения. Пиковая мощность

в импульсе могла достигать 1,5 кВт. Низкая оптическая нелинейность требовала для наблюдения эффектов самофокусировки — самодефокусировки мгновенных световых мощностей в 300–500 Вт.

5.6.2. Фоторефрактивные периодические волноводные структуры

В [104] был предложен новый тип нелинейных периодических волноводных структур — оптически индуцированные фотонные решетки (ФР) в фоторефрактивном кристалле SBN. Наряду с возможностью реализации нелинейно-оптических эффектов при микроваттных световых мощностях, их достоинством является возможность формирования в объемных образцах как одномерных, так и двумерных периодических волноводных структур, а также возможность реконфигурации ФР путем изменения параметров формирующей оптической схемы. Идея метода заключается в интерференции двух или большего числа когерентных световых пучков и модуляции ПП фоторефрактивного кристалла с помощью полученной интерференционной картины. В экспериментах таким образом в кристаллах SBN генерировались одномерные ФР с $\Lambda = (8\text{--}20)$ мкм [91, 92], двумерные ФР с тетрагональной и гексагональной симметрией [105] и пространственным периодом 18–20 мкм, а также оптические квазикристаллические структуры [106]. Другой подход при реализации оптически индуцированных волноводных структур в фоторефрактивных кристаллах использует эффект формирования волноводных каналов светлыми пространственными солитонами в кристаллах SBN [107]. В этом случае для задания поперечной конфигурации ФР могут использоваться амплитудные транспаранты, а источники света могут быть некогерентными.

К некоторым недостаткам SBN можно отнести необходимость использования для формирования ФР внешнего электрического поля, малое время хранения ФР после снятия дрейфового электрического поля (от секунд до единиц минут), а также ограниченный размер кристаллов SBN и их сравнительно высокую стоимость.

Перспективным материалом для формирования периодических волноводных структур (как оптически индуцированных ФР, так и одномерных канальных волноводных решеток) является и LiNbO_3 . Как уже было отмечено, его фоторефрактивная нелинейность может варьироваться в широком диапазоне при легировании активными примесями (например Fe и Cu). Также к достоинствам LiNbO_3 можно отнести следующие:

1) для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ характерен сильный фотовольтаический эффект, что позволяет, в отличие от SBN, формировать в них фоторефрактивные ФР без использования внешних электрических полей;

2) вследствие низкой темновой проводимости LiNbO_3 фоторефрактивные голограммы могут храниться в нем в течение времени до нескольких месяцев и даже лет. Это позволяет разделять во времени отдельные стадии формирования фоторефрактивных структур со сложной топологией, используя многоступенчатые процессы голографической записи;

3) хорошо отработанные методы твердотельной диффузии и фотолинтографии позволяют достаточно просто формировать фоторефрактивные канальные волноводные структуры на поверхности подложек LiNbO_3 ;

4) кристаллические образцы LiNbO_3 высокого оптического качества с размерами до 12 сантиметров в направлениях, перпендикулярных направлению оптической оси, производятся в промышленных масштабах и коммерчески доступны в настоящее время.

Указанные достоинства LiNbO_3 стимулировали исследования по созданию периодических волноводных структур на его основе. В результате семейство фоторефрактивных периодических и квазипериодических волноводных систем, в которых могут наблюдаться практически все эффекты линейной и нелинейной дискретной дифракции света, в настоящий момент включает следующие структуры.

1. Одномерные и двумерные оптически индуцированные фоторефрактивные фотонные решетки в объемных кристаллах SBN [91, 92, 101, 102].

2. Одномерные периодические и квазипериодические канальные волноводные структуры, формируемые на поверхности

образцов LiNbO_3 с использованием методов фотолитографии и твердотельной диффузии [27, 99, 108, 109].

3. Одномерные и двумерные оптически индуцированные фоторефрактивные фотонные решетки в объемных кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, легированных фоторефрактивными примесями в процессе выращивания [110–114].

4. Одномерные периодические и квазипериодические канальные волноводные структуры, оптически индуцированные в фоторефрактивных планарных оптических волноводах на основе LiNbO_3 [115].

Периодические канальные волноводные структуры $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}(\text{Cu})$. Стационарные канальные волноводные структуры $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$ формируются в пластинах LiNbO_3 X - и Y -срезов путем термической диффузии Ti из пленки толщиной 10–12 нм в атмосфере воздуха при температуре 1000 °С в течение двух часов [27, 108]. Топология структур задается путем фотолитографии, ширина полосок Ti составляет 4 мкм при расстоянии между ними от 3,5 до 4,5 мкм. На длинах волн света $\lambda = 532$ нм и $\lambda = 633$ нм созданные канальные волноводы обеспечивают одномодовый режим как для TE -, так и для TM -мод. Приращение показателя преломления на поверхности подложки в типичных образцах при указанных условиях составляет 10^{-3} – $2 \cdot 10^{-3}$, коэффициент межканальной связи $C \approx 1 \text{ мм}^{-1}$. Для усиления фоторефрактивных свойств волноводной области подложки дополнительно легируются ионами Fe и Cu путем термической диффузии при температурах 1000 °С (Fe) и (900–1000) °С (Cu). Вследствие очень высокого коэффициента диффузии Cu в ряде случаев использовалось диффузионное легирование образцов толщиной около 1 мм через неволноводную поверхность. В некоторых экспериментах [99, 109] использовались и канальные волноводные структуры в образцах LiNbO_3 без дополнительного легирования, в них фоторефрактивный эффект также наблюдается, хотя активными центрами в этом случае являются не ионы Fe или Cu , а дефекты кристаллической решетки.

Оптически индуцированные одномерные и двумерные фотонные решетки в кристаллах ниобата лития. Одномерные ФР формировались в кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ путем двухлучевой записи элементарных одномерных фоторефрактивных голограмм (рис. 5.17). В качестве источников когерентного

излучения использовались He-Ne-лазер с длиной волны излучения $\lambda = 633$ нм и мощностью $P_0 \approx 1$ мВт [110, 111, 113, 114], а также непрерывный твердотельный $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$ -лазер с диодной накачкой и удвоением частоты, работающий в режиме генерации одной продольной моды с длиной волны излучения $\lambda = 532$ нм и мощностью 2 Вт. Лазерный луч с помощью коллиматора (*Col*) расширялся до необходимого диаметра и расщеплялся на два луча примерно равной мощности светоделительным кубиком (*BS*). Кубик с зеркалами (*M*) и призмой (*P*) образует интерферометрическую схему, на выходе которой световые лучи пересекаются под углом 2θ и формируют интерференционную картину с периодом $\Lambda = \lambda/2 \sin \theta$. Поляризация света соответствовала обыкновенной волне в кристалле, а вектор решетки ориентировался вдоль его оптической оси. Световые волны распространялись в кристалле под небольшими углами относительно оси *X* в плоскости *XOZ*. Вследствие фоторефрактивного эффекта в кристалле формировалась одномерная фоторефрактивная решетка, представляющая собой систему связанных симметричных планарных оптических волноводов. В линейном приближении ПП в области сформированной решетки изменяется согласно соотношению $n(z) = n_s + \Delta n \cos^2\left(\frac{\pi}{\Lambda} z\right)$, где n_s и Δn — его невозмущенное значение и максимальное изменение; Λ — пространственный период решетки.

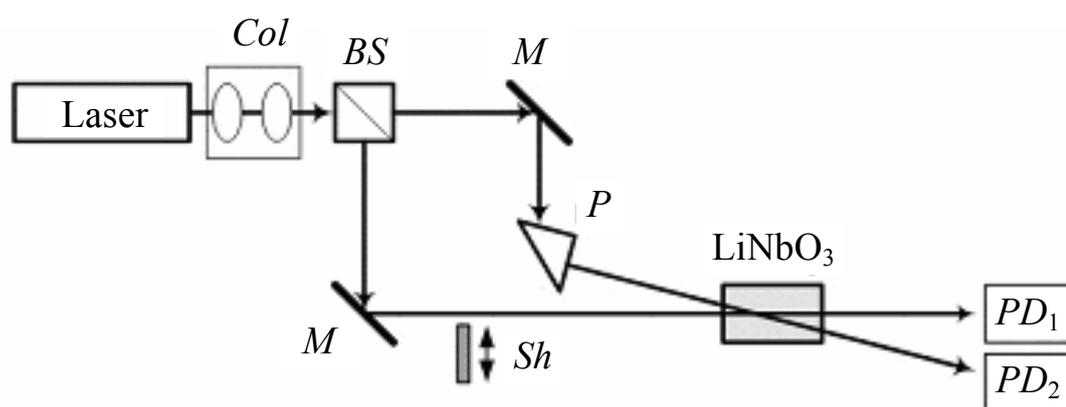


Рис. 5.17. Схема эксперимента по записи одномерных ФР:
Col — коллиматор; *BS* — светоделительный кубик;
M — зеркало; *P* — призма; *Sh* — шторка; *PD* — фотодиод

Величина возмущения ПП Δn оценивалась по дифракционной эффективности решетки η , измеряемой с помощью двух фотодиодов (PD_1, PD_2) и механического затвора (Sh), перекрывающего один из лучей в момент измерения. Период Λ формируемых ФР менялся в экспериментах от 10 до 25 мкм, апертура ФР в направлении ее вектора — от 3 до 10 мм, длина кристаллов в направлении распространения света — от 6 до 10 мм. Концентрация Fe в кристаллах $LiNbO_3:Fe$ составляла от 0,005 вес. % до 0,05 вес. %, концентрация Cu в $LiNbO_3:Cu$ — 0,015 вес. %.

При формировании двумерных ФР использовались «симметричная» и «несимметричная» схемы их голографической записи в кристаллах $LiNbO_3$ [113]. Инерционность фоторефрактивного эффекта, как отмечалось, позволяет реализовать в $LiNbO_3$ многоступенчатые процессы последовательной голографической записи элементарных ФР, комбинация которых обеспечивает необходимую топологию волноводной структуры. В «симметричной» схеме в кристалле последовательно формируются две одномерные ФР с волновыми векторами, отклоненными от его оптической оси на углы $\pm\gamma$ в плоскости YOZ . Это эквивалентно формированию двумерной ФР двумя взаимно некогерентными парами когерентных световых пучков. Распределение интенсивности света в формирующем световом поле в поперечных направлениях может при этом быть представлено в виде

$$I(y, z) = I^{bg} + I_1^0 \cos^2 \left[\left(\frac{\pi z}{\Lambda_1} \right) \cos \gamma_1 + \left(\frac{\pi x}{\Lambda_1} \right) \sin \gamma_1 \right] + \\ + I_2^0 \cos^2 \left[\left(\frac{\pi z}{\Lambda_2} \right) \cos \gamma_2 + \left(\frac{\pi x}{\Lambda_2} \right) \sin \gamma_2 \right], \quad (5.51)$$

где I^{bg} — постоянная составляющая интенсивности в суммарном световом поле; $I_{1,2}^0$ — амплитуды переменных составляющих в световом поле каждой из пар световых пучков, плоскости пересечения которых характеризуются углами $\gamma_{1,2}$; $\Lambda_{1,2}$ — пространственные периоды интерференционных картин; z и x — поперечные координаты, заданные вдоль и перпендикулярно оптической оси кристалла соответственно.

В симметричной схеме $\gamma_1 = \gamma_2$, в «несимметричной» схеме углы между волновыми векторами одномерных ФР и оптической осью могут различаться ($\gamma_1 \neq \gamma_2$). Следует также отметить,

что как в симметричной, так и в «несимметричной» схемах пространственные периоды одномерных ФР, формируемых разными парами световых пучков, также могут различаться. Так, в экспериментах сформированы двумерные ФР, для которых вектор одной из одномерных решеток параллелен оптической оси, а вектор второй перпендикулярен ей. Соотношения пространственных периодов в данных структурах составляли 1:1 и 1:2 [113].

Фоторефрактивная чувствительность образца $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ на длине волны $\lambda = 633$ нм была примерно на два порядка ниже, чем для образцов $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, поэтому в $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ ФР формировались излучением $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$ лазера с длиной волны $\lambda = 532$ нм.

Одномерные каналные волноводные структуры, оптически индуцированные в фоторефрактивных планарных оптических волноводах в LiNbO_3 . Как и в объемных фоторефрактивных кристаллах, периодические (или квазипериодические) волноводные структуры могут быть оптически индуцированы в планарных фоторефрактивных волноводах, например, в волноводах на основе LiNbO_3 . Как отмечено в подразд. 5.2, такие планарные волноводы могут быть созданы в LiNbO_3 последовательной термической диффузией Ti и Fe, Ti и Cu, Fe и Cu. Важным требованием является их одномодовый режим на рабочей длине волны света. Это достигается оптимизацией условий диффузии примесей, т.е. определенной комбинацией температуры, исходного количества диффузанта, времени диффузии и типа атмосферы, в которой она проводится.

Процесс формирования одномодовых планарных ОВ $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ включал следующие операции [115]. Подложки LiNbO_3 X- или Y-срезов проходили стадию очистки, затем на них методом электронно-лучевого испарения наносились пленки Fe толщиной 10,0–12,0 нм. Диффузия Fe проводилась в атмосфере сухого аргона в течение 24 часов при температуре 1000 °С. В этих условиях глубина диффузии Fe составляла более 10 мкм, а его концентрация у поверхности подложки была практически неизменной. Однородность концентрации Fe у поверхности необходима вследствие того, что введение Fe в LiNbO_3 приводит к увеличению обыкновенного и необыкновенного ПП в легированной области. Потенциально это может привести

к формированию волноводного слоя, однако при указанной толщине пленок Fe и времени диффузии концентрация Fe у поверхности подложки оказывается настолько низкой, что волноводный эффект в легированном слое практически не наблюдается. На следующем этапе на легированную поверхность также электронно-лучевым испарением наносилась пленка Ti толщиной 10,0 нм. Диффузия Ti проводилась в атмосфере воздуха в течение 2 часов также при $T = 1000$ °C. В результате у поверхности образцов формировался волноводный слой с толщиной около 2 мкм, в котором при $\lambda = 532$ нм возбуждалась единственная TE-мода. Модовый состав волновода исследовался призмным методом.

При формировании периодических канальных волноводных структур в планарных ОВ $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Ti}$ использовался голографический метод. Источником излучения служил твердотельный непрерывный одночастотный $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$ лазер с диодной накачкой и удвоением частоты. Мощность излучения составляла 2 Вт ($\lambda = 532$ нм). Световой пучок расширялся коллиматором до диаметра около 4 см для обеспечения однородного распределения интенсивности в его центральной области с диаметром 10–15 мм. С помощью светоделительного кубика и 90°-призмы коллимированный световой пучок расщеплялся на два пересекающихся и формирующих интерференционную картину. В эту область вводился образец с ОВ таким образом, чтобы нормаль к интерференционным полосам была параллельна оптической оси кристалла, а биссектриса угла пересечения пучков была перпендикулярна поверхности ОВ. Поляризация света соответствовала обыкновенной волне в кристалле, его интенсивность на поверхности образца менялась в разных экспериментах от 50 до 200 мВт/см², а время экспозиции составляло от 10 до 120 минут. Данный метод позволил получить канальные волноводные структуры с периодом от 9 до 20 мкм и величиной изменения необыкновенного ПП до $\sim 10^{-4}$.

5.6.3. Линейная дискретная дифракция света в периодических волноводных структурах (эксперимент)

При возбуждении света в одном из элементов периодической волноводной структуры возможность туннелирования световой энергии в соседние элементы, т.е. дискретной дифракции светового пучка в поперечном направлении, определяется параметрами структуры и длиной волны света. Пространственная эволюция светового поля в одномерной периодической структуре связанных оптических волноводов в приближении слабой связи между соседними элементами описывается уравнением [53]

$$i \frac{dE_n}{dz} + \beta E_n + C(E_{n+1} + E_{n-1}) + \lambda |E_n|^2 E_n = 0, \quad (5.52)$$

где E_n — амплитуда поля в n -м элементе; β — постоянная распространения волноводной моды в изолированном элементе; z — продольная координата; C — коэффициент связи; слагаемое $\lambda |E_n|^2 E_n$ учитывает эффект нелинейно-оптического самовоздействия светового поля в волноводном элементе (в данном случае оно соответствует керровской нелинейности среды).

Величина коэффициента связи C зависит от пространственного периода структуры, длины волны света λ и глубины модуляции ПП в периодической структуре. В определенных условиях связь между волноводными элементами может быть пренебрежимо малой и структура представляет собой систему практически изолированных волноводных элементов. Для среды с одномерной модуляцией ПП это система планарных оптических волноводов. Тогда при возбуждении светового пучка в отдельном волноводном элементе дифракционные эффекты проявляются только в плоскости планарного волновода, а в направлении нормали к его плоскости дифракция отсутствует.

При конечной величине связи между волноводами наблюдается эффект туннелирования энергии в соседние волноводные элементы, что приводит к сложному пространственному распределению интенсивности света в поперечном сечении периодической волноводной структуры. В линейном случае дифракционные

эффекты в периодической системе описываются уравнением (5.36) без нелинейного члена $\lambda |E_n|^2 E_n$. Аналитическое решение этого уравнения имеет вид плоской волны

$$E_n = E_0 \exp(ink_x \Lambda + ik_z z),$$

где плоскости волноводных элементов перпендикулярны оси x ; k_x и k_z — поперечная и продольная составляющие волнового вектора плоской световой волны.

Подставив это выражение в (5.36), получим дисперсионное уравнение, описывающее связь между компонентами k_x и k_z :

$$k_z = \beta + 2C \cos(k_x \Lambda). \quad (5.53)$$

В отличие от простого дисперсионного соотношения для однородной среды $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2}$, k_z в (5.53) является периодической функцией k_x . График зависимости $k_z(k_x)$ называют дифракционной кривой. По аналогии с определением дисперсии групповой скорости для импульса в диспергирующей среде, для характеристики дифракции в периодической волноводной системе вводится дифракционный параметр $D = \partial^2 k_z / \partial k_x^2$ [87]. Тогда из (5.53) получаем

$$D = -2C\Lambda^2 \cos(k_x \Lambda). \quad (5.54)$$

Из (5.54) следует, что при $|k_x \Lambda| < \pi/2$ параметр D отрицателен и меняет знак на обратный при $\pi/2 < |k_x \Lambda| < \pi$. Интервал значений $|k_x \Lambda| < \pi$ согласно терминологии, принятой в физике твердого тела, соответствует первой зоне Бриллюэна [87]. Области $|k_x \Lambda| < \pi/2$ и $\pi/2 < |k_x \Lambda| < \pi$ называют областями нормальной и аномальной дифракции, поскольку первой соответствует выпуклый участок дифракционной кривой, как и в случае однородной среды, а второй — вогнутый. При $|k_x \Lambda| = \pi/2$ параметр $D = 0$ и распространение светового пучка в направлении, задаваемом данным условием, характеризуется отсутствием дифракции. Замечательной особенностью периодических волноводных систем является то, что при переходе из области нормальной в область аномальной дифракции оптическая нелинейность системы меняет знак. А это дает принципиальную

возможность формирования, например, светлых пространственных солитонов в среде с самодефокусирующей нелинейностью при распространении света в области аномальной дифракции. И наоборот, в среде с самофокусирующей нелинейностью в области аномальной дифракции могут формироваться темные пространственные солитоны.

В случае бесконечного числа волноводных элементов и одинаковой связи между соседними волноводами, при возбуждении света на входе структуры только в одном канале, распределение амплитуды поля по элементам определяется соотношением [53]

$$E_n(z) = E_0(i)^n \exp(i\beta z) J_n(2Cz), \quad (5.55)$$

где n — номер волноводного элемента (считая, что свет возбуждается в элементе с $n = 0$, а $E_n(0) = 0$ при $n \neq 0$); z — расстояние от входа структуры в направлении распространения света; i — мнимая единица; Λ — пространственный период структуры; J_n — функция Бесселя n -го порядка.

Примеры картин дискретной дифракции света в оптически индуцированных одномерных ФР в объемном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, в канальной периодической структуре $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ и в оптически индуцированной канальной периодической структуре в планарном волноводе $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ представлены на рис. 5.18, 5.19.

Картинки линейной дискретной дифракции света в двумерных ФР могут быть сложнее, поскольку в этом случае туннелирование света из возбуждаемого волноводного канала может происходить во все другие каналные волноводы, его окружающие.

На рис. 5.20 приведены примеры картин дискретной дифракции света при его возбуждении в одном из канальных волноводных элементов при разной поперечной симметрии структур. Можно видеть, что при значительной эллиптичности волноводного канала в поперечном сечении (рис. 5.20,а) световая энергия туннелируется преимущественно в направлении ближайших волноводных элементов. Система в целом в данном случае эквивалентна совокупности квазиодномерных ФР, образующих слоистую структуру с очень слабой связью между отдельными слоями.

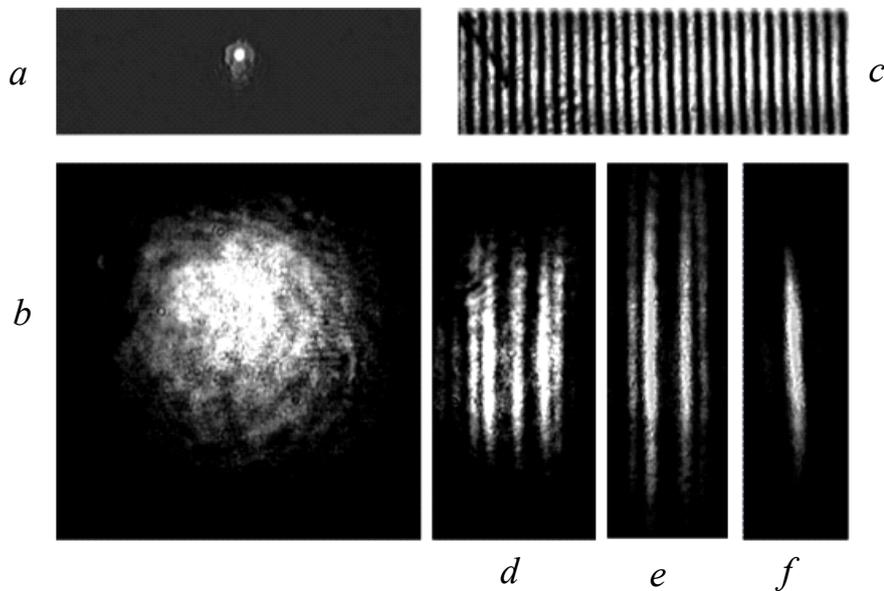


Рис. 5.18. Картины светового поля на входной (*a*) и выходной (*b–f*) плоскостях кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$: *b* — в однородной области; *c* — в области с ФР ($\Lambda=15$ мкм) при считывании пучком с шириной 2 мм; *d, e, f* — считывание пучком шириной 8 мкм в ФР с $\Lambda=15$ мкм и $\Delta n_e=7 \cdot 10^{-5}$ (*d*), $\Lambda=15$ мкм и $\Delta n_e=1,2 \cdot 10^{-4}$ (*e*), $\Lambda=20$ мкм и $\Delta n_e=8 \cdot 10^{-5}$ (*f*)

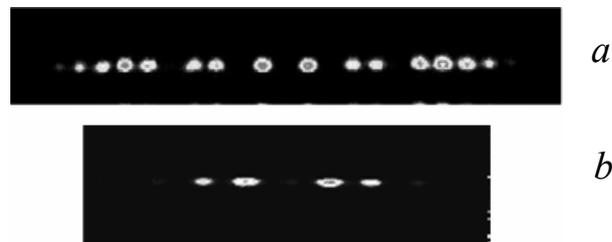


Рис. 5.19. Картины дискретной дифракции света в постоянной канальной волноводной структуре $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Cu}$ (*a*) и в периодической канальной структуре, оптически индуцированной в планарном волноводе $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ с периодом $\Lambda=13$ мкм (*b*) при одноэлементном возбуждении

При меньшей эллиптичности поперечного сечения канальных волноводов возможно эффективное туннелирование световой энергии во всех направлениях в поперечном сечении всей структуры (рис. 5.20,*b*) [113].

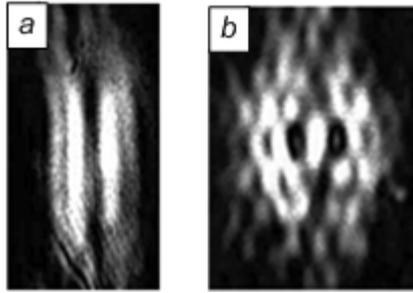


Рис. 5.20. Картины светового поля на выходной плоскости двумерных ФР, при линейной дифракции света в схеме одноканального возбуждения: *a* — для ФР с $2\theta = 15^\circ$; *b* — для ФР с $2\theta = 44^\circ$

5.6.4. Самовоздействие световых пучков в фоторефрактивных периодических волноводных структурах в области нормальной дифракции (экспериментальные результаты)

При распространении света в области нормальной дифракции нелинейность системы имеет тот же знак, что и нелинейность среды. Таким образом, в периодических волноводных структурах в LiNbO_3 в области нормальной дифракции должна наблюдаться самодефокусировка световых пучков, а также возможно формирование темных дискретных пространственных солитонов при соответствующих амплитудных профилях светового поля на входе периодической структуры.

Эффект дискретной самодефокусировки светового пучка ($\lambda = 633$ нм) в одномерной ФР ($\Lambda = 15$ мкм) в объемном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ иллюстрируется картинками светового поля на выходной плоскости ФР (рис. 5.21). Световой пучок с гауссовым профилем с мощностью 2 мВт возбуждал 5–6 волноводных слоев на входной плоскости ФР. В линейном режиме ($t = 0$) он слегка уширялся на выходной плоскости ФР. С течением времени наблюдался эффект дефокусировки пучка преимущественно в направлении вектора решетки ($t = 60$ – 180 мин), что обусловлено фотовольтаическим эффектом [121].

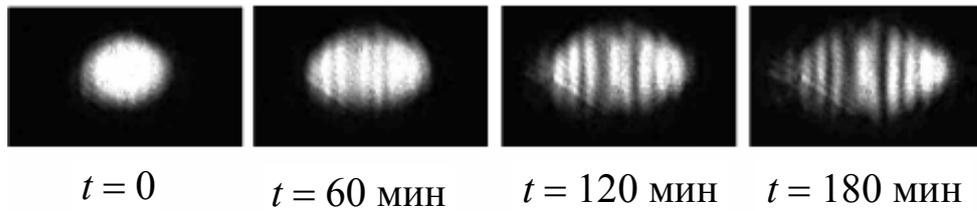


Рис. 5.21. Самодефокусировка светового пучка в одномерной ФР в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$

В той же ФР наблюдался эффект формирования темных дискретных фотовольтаических солитонов при фазировании поля входного светового пучка с помощью тонкой стеклянной пластинки, перекрывающей половину его апертуры [121]. Картины эволюции светового поля на выходной плоскости ФР показаны на рис. 5.22. Мощность формирующего светового пучка в данном случае составляла 5 мкВт. Можно видеть, что ширина неосвещенной области в световом поле с течением времени уменьшается до одного волноводного слоя вследствие фоторефрактивного самовоздействия.

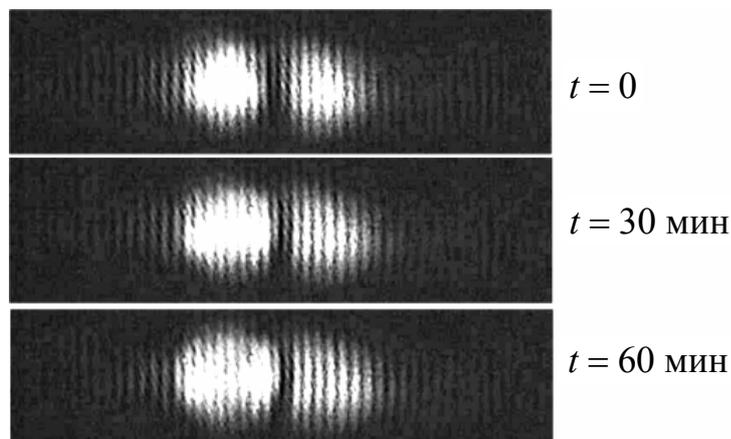


Рис. 5.22. Иллюстрация эффекта формирования темного дискретного солитона в одномерной ФР в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$

Эффект формирования темных дискретных фотовольтаических солитонов наблюдался в канальной волноводной решетке $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Cu}$ [114]. В экспериментах необходимое для формирования темного солитона изменение фазы поля на π в центре светового пучка обеспечивалось интерференцией двух когерентных световых лучей.

Источником излучения служил непрерывный одночастотный Nd:YVO₄ лазер ($\lambda = 532$ нм). Свет с необыкновенной поляризацией возбуждался в канальной структуре через ее полированный торец, картины светового поля на выходном торце изучались с помощью видеокамеры. Результаты, иллюстрирующие формирование темного фотовольтаического солитона, представлены на рис. 5.23. При мощности входного светового пучка 100 мкВт темный солитон формировался в структуре за время около 20 секунд. С помощью интерферометрического метода продемонстрирована противофазность светового поля в крыльях солитонного пучка, а с помощью дополнительного зондирующего пучка — его каналирование в сформированном солитоном волноводном канале.

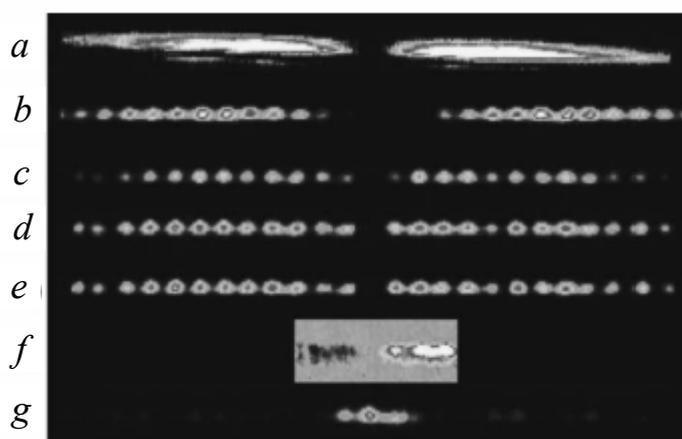


Рис. 5.23. Формирование темного дискретного солитона в канальной периодической структуре LiNbO₃:Ti:Cu:
a — распределение интенсивности во входном пучке;
b — световое поле на выходной плоскости структуры при $t = 0$;
c — $t = 10$ с; *d* — $t = 20$ с; *e* — $t = 120$ с; *f* — интерферограмма, иллюстрирующая противофазность поля в крыльях солитона;
g — поле зондирующего пучка, захваченного индуцированным волноводным каналом

5.6.5. Самовоздействие в области аномальной дифракции — щелевые дискретные солитоны

Как уже было отмечено, при распространении света в периодических волноводных структурах, в области аномальной дифракции оптическая нелинейность системы меняет знак. Это

впервые подтверждено экспериментом, в котором наблюдался эффект самодефокусировки световых пучков в канальных периодических структурах на основе арсенида галлия [85].

В периодических волноводных системах в LiNbO_3 это позволяет формировать светлые дискретные щелевые солитоны, как продемонстрировано в [110, 112]. Особенно красивое подтверждение эта идея нашла в реализации режима светлых щелевых солитонов при одноэлементном возбуждении волноводных периодических структур в LiNbO_3 [109]. Такая возможность теоретически предсказана еще в 1993 году Ю.С. Кившарем [117], показавшим, что при противофазных световых полях в соседних волноводных элементах периодической структуры с самодефокусирующей нелинейностью возможна локализация световой энергии в одном волноводе. В ряде недавних экспериментальных работ метод одноэлементного возбуждения эффективно использован для формирования блокирующих солитонов [119], исследования эффектов взаимодействия щелевых солитонов и формирования векторных солитонов в канальных волноводных структурах в LiNbO_3 [119, 120].

Подобный подход использовался также при тестировании нелинейно-оптических свойств одномерных канальных волноводных структур, оптически индуцированных в планарных ОВ $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ Y -среза [115]. Это иллюстрируется результатами на рис. 5.24. В эксперименте использовался торцевой ввод в один из индуцированных канальных волноводов необыкновенно поляризованного излучения твердотельного лазера $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$ с удвоением частоты ($\lambda = 532$ нм). Мощность входного светового пучка составляла ~ 10 мкВт. Приведенные изображения иллюстрируют эволюцию во времени распределения интенсивности на выходной плоскости структуры с длиной 10 мм в направлении распространения света и периодом $\Lambda = 13$ мкм. Можно видеть, что при данной световой мощности щелевой пространственный солитон формируется за время около трех минут. Основная доля световой энергии при этом оказывается локализованной в возбуждаемом волноводном канале. Увеличение мощности входного пучка ведет к существенному снижению времени установления солитонного режима. Так, для входной мощности 50 мкВт щелевой солитон формировался в данной структуре за время менее одной минуты.

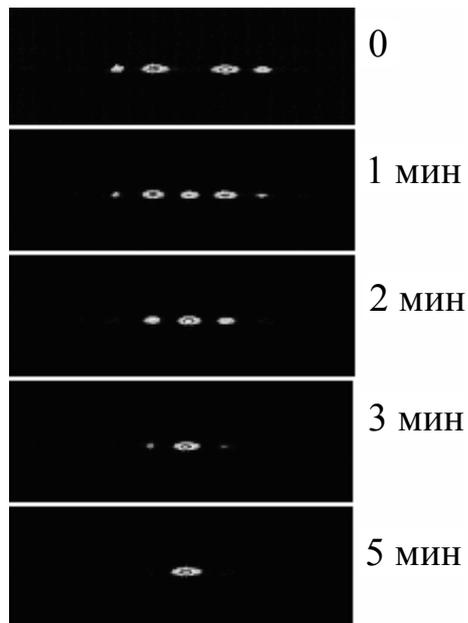


Рис. 5.24. Временная эволюция распределения интенсивности света на выходной плоскости оптически индуцированной периодической канальной волноводной структуры с $\Lambda=13$ мкм

5.6.6. Формирование волноводных каналов темными солитонами в оптически индуцированных планарных ОВ

Интерес к эффектам пространственных солитонов обусловлен в значительной степени возможностями построения на их основе полностью оптических элементов для управления светом с помощью света. Так, принципиально солитонные режимы позволяют индуцировать волноводно-оптические каналы в заданной области нелинейно-оптической среды. К сожалению, LiNbO_3 обладает в этом смысле тем недостатком, что в оптически однородном кристалле могут формироваться лишь темные солитоны. Хотя они также индуцируют волноводные каналы в неосвещенной области, но задача формирования двумерных темных солитонов в LiNbO_3 представляет значительную сложность. В [108] продемонстрирована возможность формирования волноводных каналов в заданной области объемного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ за счет их индуцирования полем темных фотовольтаических солитонов в планарных ОВ, предварительно оптически индуцированных в кристалле.

Планарные ОВ формировались в результате двухлучевой записи одномерных ФР обыкновенно поляризованным излучением He-Ne-лазера с длиной волны $\lambda = 633$ нм в образце $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ с размерами $9 \times 6 \times 8$ мм³ вдоль осей x , y и z соответственно. Вектор решетки ориентировался вдоль оптической оси кристалла, оптическая мощность в записывающих пучках составляла ~ 1 мВт, их апертура изменялась от 2 до 3 мм. Одномерная ФР является системой связанных планарных ОВ с симметричным профилем ПП, причем величина связи зависит от периода ФР Λ .

Для индуцирования волноводных каналов в планарном волноводе использовались световые пучки с амплитудным профилем, близким к требуемому, для генерирования темных пространственных солитонов. Во входной световой пучок вводилась тонкая стеклянная пластинка, перекрывающая половину его апертуры и обеспечивающая для светового поля фазовый сдвиг в $(2m+1)\pi$, где m — целое число. Сферическими линзами с фокусным расстоянием от 2 до 5 см пучок фокусировался на входную плоскость волноводного слоя. В процессе эксперимента пластинка периодически выводилась из него, что позволяло следить за изменением профиля интенсивности как формирующего, так и считывающего пучков на выходной плоскости и, соответственно, за процессом формирования темного солитона и волноводного канала. Рис. 5.25 иллюстрирует результат дифракции считывающего пучка на длине кристалла в однородной области и распределения интенсивности на выходной плоскости ОВ для формирующего и считывающего пучков. В данном случае период ФР $\Lambda = 20$ мкм, а изменение ПП $\Delta n = 10^{-4}$. Формирующий фазированный световой пучок с размером перетяжки ~ 15 мкм на входной плоскости ОВ имел мощность 10 мкВт. При времени экспозиции до 30 минут наблюдалась заметная локализация поля считывающего пучка в неосвещенной области формирующего пучка. При $t = 180$ минут дифракционная расходимость считывающего пучка в плоскости волновода почти полностью компенсировалась (рис. 5.25,е), что указывает на формирование в планарном ОВ темного пространственного солитона, индуцирующего каналный волновод в неосвещенной области. Эволюция ширины считывающего пучка на выходной плоскости волновода иллюстрируется зависимостью соотношения его по-

перечных размеров w_z/w_y от времени экспозиции планарного волновода формирующим пучком (рис. 5.26). Здесь w_z и w_y — размеры пучка по уровню половинной интенсивности в направлениях нормали к плоскости ОВ и в данной плоскости.

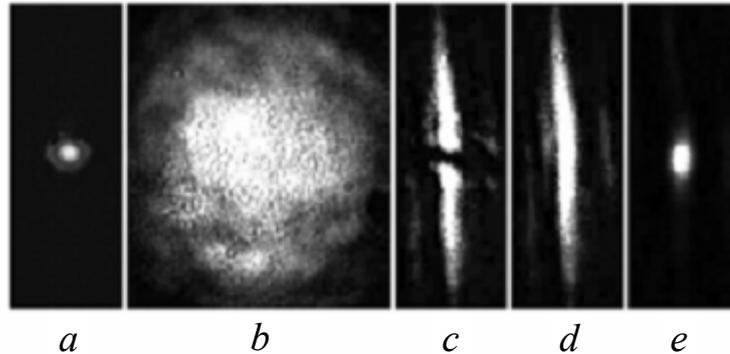


Рис. 5.25. Картины светового поля на входной (a) и выходной (b) плоскостях однородного кристалла для светового пучка с размером перетяжки 15 мкм. Изображения 2c, 2d и 2e — световые поля на выходной плоскости для формирующего пучка при $t = 0$ (2c) и считывающего пучка (2d — при $t = 0$, 2e — при $t = 180$ мин)

Сечение считывающего пучка остается слегка эллиптическим даже при времени экспозиции 5–6 часов, поскольку изменение ПП в плоскости ОВ может сравняться с таковым в направлении его нормали только при полном исчезновении волноводного слоя в освещенной области.

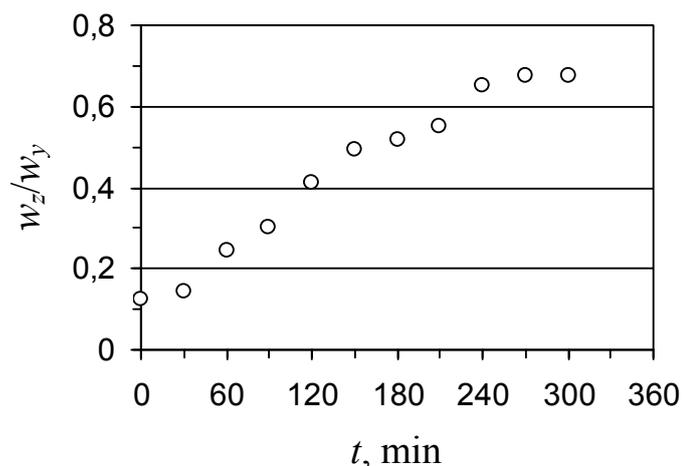


Рис. 5.26. Временная зависимость отношения размеров пучка w_z/w_y на выходной плоскости кристалла (по уровню половинной интенсивности) в направлении нормали к плоскости волновода (w_z) и в его плоскости (w_y)

Таким образом, и в оптически индуцированных планарных волноводных элементах в LiNbO_3 возможно наблюдение эффектов фоторефрактивного самовоздействия и преобразования структуры световых пучков и, соответственно, формирования более сложных волноводных структур.

Литература к главе

1. Волноводная оптоэлектроника / под. ред. Т. Тамира. – М. : Мир, 1991. – 575 с.
2. Семенов А.С. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации / А.С. Семенов, В.Л. Смирнов, А.В. Шмалько. – М. : Радио и связь, 1990. – 224 с.
3. Хансперджер Р. Интегральная оптика: Теория и технология / Р. Хансперджер ; пер. с англ. под ред. В.А. Сычугова. – М. : Мир, 1985. – 384 с.
4. Ярив А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх. – М. : Мир, 1987. – 616 с.
5. Kaminov I.P. Optical waveguiding layers in LiNbO_3 and LiTaO_3 / I.P. Kaminov, J.R. Carruthers // *Appl. Phys. Lett.* – 1973. – V. 22, № 7. – P. 326–328.
6. Schmidt R.V. Metal-diffused optical waveguides in LiNbO_3 / R.V. Schmidt, I.P. Kaminow // *Appl. Phys. Lett.* – 1974. – V. 25, № 8. – P. 458–460.
7. Диффузионные волноводы в стеклах и электрооптических кристаллах / Ю.С. Кузьминов, Н.М. Лындин, А.М. Прохоров // *Квантовая электроника.* – 1975. – Т. 2, № 10. – С. 2309–2314.
8. Диффузия титана в ниобате лития и характеристики градиентных световодов / М.А. Гарсиа [и др.] // *Письма в ЖТФ.* – 1978. – Т. 4, № 10. – С. 573–576.
9. Исследование волноводов, полученных диффузией титана на Y -срезе метаниобата лития / В.Г. Панькин, С.Н. Петухов, В.Ю. Пчелкин // *Квантовая электроника.* – 1978. – Т. 5, № 2. – С. 305–310.
10. Связь профилей показателей преломления с кинетикой диффузии титана в планарных волноводах на LiNbO_3 / К.К. Зилинг, Л.Д. Покровский, В.В. Шашкин, Д.П. Шипилова // *Автоматрия.* – 1978. – № 1. – С. 103–108.

11. Naitoh H. Mode control of Ti-diffused LiNbO₃ slab optical waveguide / H. Naitoh, M. Nunoshita, T. Nakayama // *Appl. Opt.* – 1977. – V. 16, № 9. – P. 2546–2549.
12. Золотов Е.М. Исследование диффузии Ti в LiNbO₃ при получении оптических волноводов / Е.М. Золотов, А.М. Прохоров, В.А. Черных // *Квантовая электроника.* – 1980. – Т. 7, № 4. – С. 843–848.
13. Precise determination of refractive-index change in Ti-diffused LiNbO₃ waveguides / M. Minakata, A. Saito, M. Shibata, S. Miyazawa // *J. Appl. Phys.* – 1978. – V. 49. – P. 4677–4680.
14. Baues P. Diffusion profile of titanium in optical LiNbO₃-waveguides / P. Baues // *NTG – Fachber.* – 1977. – V. 59. – P. 179–181.
15. Fukuma M. Optical properties in titanium-diffused LiNbO₃ strip waveguides / M. Fukuma, J. Noda, H. Iwasaki // *J. Appl. Phys.* – 1978. – V. 49, № 7. – P. 3693–3699.
16. Kip D. Photorefractive optical waveguides / D. Kip // *Appl. Phys. B.* – 1998. – V. 67. – P. 131.
17. Башкиров А.И. Исследование оптических волноводов в ниобате лития, полученных диффузией железа / А.И. Башкиров, В.М. Шандаров // *ЖТФ.* – 1989. – Т. 59, вып. 8. – С. 66–69.
18. Попов В.Л. Исследование планарных волноводов, полученных в ниобате лития последовательной диффузией титана и меди / В.Л. Попов, В.М. Шандаров // *ЖТФ.* – 1991. – Т. 61, вып. 12. – С. 88–92.
19. Войтенко И.Г. Некоторые свойства волноводных слоев в ниобате лития, полученных термодиффузией железа / И.Г. Войтенко // *Вести АН БССР. Сер. физ.-мат. наук.* – 1980. – № 1. – С. 80–82.
20. Concentration and refractive index profiles of titanium and iron diffused planar LiNbO₃ waveguides / D. Kip, B. Gather, H. Bendig, E. Krätzig // *Phys. Stat. Sol.* – 1993. – A 139. – P. 241.
21. Tsonev I. Ti:LiNbO₃ optical waveguides / I. Tsonev, I. Savatinova, P. Simova // *Appl. Phys.* – 1981. – V. 24, № 3. – P. 205–209.
22. Copper Diffusion into Lithium Niobate / J. Hukriede, B. Gather, D. Kip, E. Krätzig // *Phys. stat. sol. (a).* – 1999. – V. 172. – R3.

23. Шандаров В.М. Эффект компенсации темновой проводимости $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ при его легировании медью / В.М. Шандаров // Письма в ЖТФ. – 1995. – Т. 21, вып. 12. – С. 46–50.

24. Fabrication, characterization and index profile modeling of high – damage resistance Zn – diffused waveguides in congruent and MgO:Lithium niobate / W.M. Young, M.M. Fejer, M.J.F. Digonnet, A.F. Marshall, R.S. Feigelson // Journ. of Lightwave Techn. – 1992. – V. 10, № 9. – P. 1238–1246.

25. Fabrication of Zn: LiNbO_3 waveguides by diffusing ZnO in low-pressure atmosphere / T. Suhara, T. Fujieda, M. Fujimura, H. Nishihara // Jpn. J. Appl. Phys. – 2000. – V. 39. – Pt. 2. № 8B. – P. L864–L865.

26. Aronson L.B. Photorefractive integrated-optical switch arrays in LiNbO_3 / L.B. Aronson, L. Hesselink // Opt. Lett. – 1990. – V. 15, № 1. – P. 30–32.

27. Smirnov E. Observation of staggered surface solitary waves in one-dimensional waveguide arrays / E. Smirnov, M. Stepic, C.E. Rüter, D. Kip, V. Shandarov // Opt. Lett. – 2006. – V. 31. – P. 2338–2340.

28. Shah M.L. Optical waveguides in LiNbO_3 by ion exchange technique / M.L. Shah // Appl. Phys. Lett. – 1975. – V. 26. – P. 652.

29. Jackel J.L. Proton exchange for high index waveguides in LiNbO_3 / J.L. Jackel, C.E. Rice, J.J. Veselka // Appl. Phys. Lett. – 1982. – V. 41, № 7. – P. 607.

30. Fabrication and characterization of titanium indiffused proton exchanged (TIPE) waveguides in lithium niobate / M. De Micheli, J. Botineau, P. Sibillot, D.B. Ostrowsky, M. Papuchon // Opt. Commun. – 1982. – V. 14, № 2. – P. 101.

31. Ганьшин В.А. Оптические свойства ионообменных световодов в кристаллах LiNbO_3 X- и Y-среза / В.А. Ганьшин, Ю.Н. Коркишко // ЖТФ. – 1984. – Т. 54, вып. 2. – С. 383–385.

32. Приповерхностное легирование кристаллов LiNbO_3 медью из протон-содержащих расплавов / С.М. Кострицкий, С.Н. Сутулин, А.Н. Сергеев, М.А. Иголинская, О.М. Колесников // Изв. РАН: Сер. неорг. материалы. – 1992. – Т. 28, вып. 8. – С. 1749–1754.

33. Characterization of photorefractive LiNbO_3 waveguides fabricated by combined proton and copper exchange / F. Rickermann,

D. Kip, B. Gather, E. Krätzig // Phys. stat. sol.(a). – 1995. – V. 150. – P. 763–772.

34. Destefanis G.L. Optical waveguides in LiNbO₃ formed by ion implantation of helium / G.L. Destefanis, P.D. Townsend, J.P. Gailliard // Appl. Phys. Lett. – 1978. – V. 32. – P. 293.

35. Optical properties of stoichiometric LiNbO₃ waveguides formed by low-dose oxygen ion mplantation / X.L. Wang, K.M. Wang, F. Chen, G. Fu, S.L. Li, H. Liu, L. Gao, D.Y. Shen, H.J. Ma, R. Nie // Appl. Phys. Lett. – 2005. – V. 86. – P. 041103.

36. Property investigation of C⁺-ion-implanted LiNbO₃ planar optical waveguides / F. Chen, H. Hu, X.L. Wang, F. Lu, K.M. Wang // Journ. of Appl. Phys. – 2005. – V. 98. – P. 044507.

37. Optical Waveguide in X-Cut LiNbO₃ Crystals by MeV P⁺ Ion-Implantation with Low Dose / F. Chen, H. Hu, J.H. Zhang, F. Lu, B.R. Shi, K.M. Wang, D.Y. Shen, C.Q. Wang // Phys. Stat. Sol. (a). – 2001. – V. 187. – P. 543–548.

38. Photorefractive planar waveguides in BaTiO₃ fabricated by ion-beam implantation / K.E. Youden, S.W. James, R.W. Eason, P.J. Chandler, L. Zhang, P.D. Townsend // Opt. Lett. – 1992. – V. 17. – P. 1509–1511.

39. Two - wave mixing in photorefractive ion-implanted KNbO₃ planar waveguides at visible and near-infrared wavelengths / M. Zha, D. Fluck, P. Gunter, M. Fleuster, Ch. Buchal // Opt. Lett. – 1993. – V. 18. – P. 577–579.

40. Photorefractive planar waveguides in BaTiO₃ fabricated by ion-beam implantation / K.E. Youden, S.W. James, R.W. Eason, P.J. Chandler, L. Zhang, P.D. Townsend // Opt. Lett. – 1992. – Vol. 17. – P. 1509.

41. Kip D. Low-loss planar optical waveguides in strontium barium niobate crystals formed by ion-beam implantation / D. Kip, S. Aulkemeyer, P. Moretti // Opt. Lett. – 1995. – V. 20. – P. 1256–1258.

42. Тонкопленочные световоды на основе эпитаксиальных слоев твердых растворов ниобата-танталата лития / М.В. Лазарев, Р.С. Мадоян, Б.В. Сухарев, О.А. Хачатурян // Письма в ЖТФ. – 1984. – Т. 10, вып. 1. – С. 244–248.

43. Космына М.Б. Получение эпитаксиальных структур на основе ниобата-танталата лития для интегральной оптики / М.Б. Космына, А.П. Воронов, В.Ф. Ткаченко // Интегральная

оптика. Физические основы, приложения. — Новосибирск : Наука, 1986. — С. 39–47.

44. Neurgaonkar R.R. Epitaxial Growth of Ferroelectric T.B. $\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$ Films for Optoelectronic Applications / R.R. Neurgaonkar, E.T. Wu // Mater. Res. Bull. — 1987. — V. 22. — P. 1095.

45. The Growth of photorefractive planar BTO/BSO and BTO/BGO waveguide / Yu.F. Kargin, A.V. Egorysheva, V.V. Volkov, M.N. Frolova, M.V. Borodin, S.M. Shandarov, V.M. Shandarov, D. Kip // Journ. of Cryst. Growth. — 2005. — V. 275. — P. e2403–e2407.

46. Strain induced optical waveguides in lithium niobate, lithium tantalite, and barium titanate / O. Eknoyan, H.F. Taylor, Z. Tang, V.P. Svenson, J.M. Marx // Appl. Phys. Lett. — 1992. — V. 60. — P. 407.

47. Low-loss strain induced optical waveguides in strontium barium niobate ($\text{Sr}_{0.6}\text{Ba}_{0.4}\text{Nb}_2\text{O}_6$) at 1.3 μm wavelength / J.M. Marx, Z. Tang, O. Eknoyan, H.F. Taylor, R.R. Neurgaonkar // Appl. Phys. Lett. — 1995. — V. 66. — P. 274.

48. Channin D.J. Voltage-Induced Optical Waveguide / D.J. Channin // Appl. Phys. Lett. — 1971. — V. 19. — P. 128–130.

49. Кандидова О.В. Запись голограмм в планарных световодах из ниобата лития / О.В. Кандидова, В.В. Леманов, Б.В. Сухарев // Письма в ЖТФ. — 1983. — № 9. — С. 777–781.

50. Holman R.L. Optical damage resistance of lithium niobate waveguides / R.L. Holman, P.J. Cressman // Opt. Eng. — 1982. — V. 21, № 6. — P. 1025–1032.

51. Петров М.П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. — СПб. : Наука, 1992. — 320 с.

52. Planar hologram gratings in photorefractive waveguides in LiNbO_3 / G. Glazov, I. Itkin, V. Shandarov, E. Shandarov, S. Shandarov // J. Opt. Soc. Amer. B. — 1990. — V. 7, № 12. — P. 2279–2288.

53. Shandarov V.M. Cu Influence on Temporal Characteristics of Photorefraction in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ Optical Waveguides / V.M. Shandarov // Photorefractive Mat., Effects & Dev. PRM'95, Tech. Dig. of Top. Meet. (Boulder, USA, 1995), pp. 528–531.

54. Шандаров В.М. Особенности записи голограмм в планарных оптических волноводах $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ / В.М. Шандаров,

С.М. Шандаров // Письма в ЖТФ. – 1986. – Т. 12, вып. 1. – С. 48–51.

55. Кившарь Ю.С. Оптические солитоны — от волоконной оптики до фотонных кристаллов / Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал. – М. : Физматлит, 2005. – 648 с.

56. Thermally induced self-focusing and optical beam interaction in planar SBN waveguides / D. Kip, E. Krätzig, V. Shandarov, P. Moretti // Opt. Lett. – 1998. – V. 23, № 5. – P. 343–345.

57. Bright and dark photovoltaic spatial solitons / G.C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M.M. Fejer, M.C. Bashaw // Phys. Rev. A. – 1994. – V. 50. – P. 4457.

58. Аскарьян Г.А. Эффект самофокусировки / Г.А. Аскарьян // УФН. – 1973. – Т. 11, вып 2. – С. 249–260.

59. Bjorkholm J.E. CW Self-Focusing and Self-Trapping of Light in Sodium Vapor / Bjorkholm J.E., Ashkin A. // Phys. Rev. Lett. – 1974. – V. 32. – P. 129.

60. Observation of spatial optical solitons in a nonlinear glass waveguide / J.S. Aitchison, A.M. Weiner, Y. Silberberg // Opt. Lett. – 1990. – V. 15. – P. 471.

61. Spatial optical solitons in glass waveguides / J.S. Aitchison, Y. Silberberg, A.M. Weiner, D.E. Leaird, M.K. Oliver, J.L. Jackel, E.M. Vogel, P.W.E. Smith // J. Opt. Soc. Am. B. – 1991. – V. 8. – P. 1290.

62. Spatial solitons in photorefractive media / M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, B. Fisher // Phys. Rev. Lett. – 1992. – V. 68. – P. 923.

63. Self-trapping of partially spatially-incoherent light / M. Mitchell, Z. Chen, M. Shih, M. Segev // Phys. Rev. Lett. – 1996. – V. 77. – P. 490.

64. Vector solitons in (2+1) dimensions / J.N. Malmberg, A.H. Carlsson, D. Anderson, M. Lisak, E.A. Ostrovskaya, Y.S. Kivshar // Opt. Lett. – 2000. – V. 25. – P. 643-648.

65. Self-trapping of an optical vortex by use of the bulk photovoltaic effect / Z. Chen, M. Segev, D.W. Wilson, R.E. Muller, P.D. Maker // Phys. Rev. Lett. – 1995. – V. 78. – P. 2948-51.

66. Composite multihump vector solitons carrying topological charge / Z.H. Musslimani, M. Segev, D.N. Christodoulides, M. Soljagic // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 84. – P. 1164-1171.

67. Waveguides formed by quasi-steady-state photorefractive spatial solitons / M. Morin, G. Duree, G. Salamo, M. Segev // *Opt. Lett.* – 1995. – V. 20. – P. 2066.
68. Y-junctions arising from dark-soliton propagation in photovoltaic media / M. Taya, M.C. Bashaw, M.M. Fejer, M. Segev, G.C. Valley // *Opt. Lett.* – 1996. – V. 21. – P. 943.
69. Shih M. Circular waveguides induced by two-dimensional bright steady-state photorefractive spatial screening solitons / M. Shih, M. Segev, G. Salamo // *Opt. Lett.* – 1996. – V. 21. – P. 931.
70. All-Optical Beam Deflection and Switching in Strontium-Barium Niobate Waveguides / D. Kip, M. Wesner, E. Krätzig, V. Shandarov, P. Moretti // *Appl. Phys. Lett.* – 1998. – V. 72, № 16. – P. 1960–1962.
71. Observation of bright spatial photorefractive solitons in a planar strontium - barium niobate waveguide / D. Kip, M. Wesner, V. Shandarov, P. Moretti // *Opt. Lett.* – 1998. – V. 23, № 12. – P. 921–923.
72. Photorefractive steady-state solitons up to telecommunication wavelengths in planar SBN waveguides / M. Wesner, C. Herden, D. Kip, P. Moretti // *Opt. Commun.* – 2001. – V. 188. – P. 69.
73. Interaction of spatial photorefractive solitons in a planar waveguide / D. Kip, M. Wesner, C. Herden, V. Shandarov // *Appl. Phys. B.* – 1999. – V. 68. – P. 971.
74. Wesner M. Electrical fixing of waveguide channels in strontium-barium niobate crystals / M. Wesner, C. Herden, D. Kip // *Appl. Phys. B.* – 2001. – V. 72. – P. 733.
75. Fixing multiple waveguides induced by photorefractive solitons: directional couplers and beam splitters / A. Guo, M. Henry, G.J. Salamo, M. Segev, G.L. Wood // *Opt. Lett.* – 2001. – V. 26, № 16. – P. 1274–1276.
76. Jinsong L. Screening-photovoltaic spatial solitons in biased photovoltaic–photorefractive crystals and their self-deflection / L. Jinsong, L. Keqing // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1999. – V. 16. – P. 550–555.
77. Observation of dark photovoltaic spatial solitons / M. Taya, M. Bashaw, M. Fejer, M. Segev, G.C. Valley // *Phys. Rev. A.* – 1995. – V. 52. – P. 3095.

78. Shandarov V. Dynamic photovoltaic lenses in iron-doped optical waveguides on lithium niobate / V. Shandarov // *Ferroelectrics*. – 1997. – V. 201. – P. 185–194.

79. Observation of dark spatial photovoltaic solitons in optical waveguides in lithium niobate / V. Shandarov, D. Kip, M. Wesner, J. Hukriede // *Journ. of Optics A. Pure and Applied Optics*. – 2000. – V.2, № 5. – P. 500–503.

80. Chauvet M. Transient dark photovoltaic spatial solitons and induced guiding in slab LiNbO₃ waveguides / M. Chauvet, S. Chauvin, H. Maillotte // *Opt. Lett.* – 2001. – V. 26. – P. 1344.

81. Screening-photovoltaic bright solitons in lithium niobate and associated single-mode waveguides / E. Fazio, F. Renzi, R. Rinaldi, M. Bertolotti, M. Chauvet, W. Ramadan, A. Petris, V.I. Vlad // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V. 85, № 12. – P. 2193–2195.

82. Shandarov V. Self-action of light beams in electrically biased optical waveguides in lithium niobate / V. Shandarov, E. Smirnov // *Nonlinear Optics of Liquid and Photorefractive Crystals 2004, Proc. SPIE*. – V. 6023 (2005). – P. 239–244.

83. Темные пространственные оптические солитоны в планарных волноводах на Z-срезе кристаллов симметрии 3m / М.Н. Фролова, М.В. Бородин, С.М. Шандаров, В.М. Шандаров, Ю.М. Ларионов // *Квантовая электроника*. – 2003. – Т. 33, № 11. – С. 41–44.

84. Christodoulides D.N. Discrete Self-Focusing in Nonlinear Arrays of Optical Waveguides / D.N. Christodoulides, R.I. Joseph // *Opt. Lett.* – 1988. – V. 13. – P. 794.

85. Diffraction Management / H.S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, J.S. Aitchison // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V. 85. – P. 1863.

86. Discrete spatial optical solitons in waveguide arrays / H.S. Eisenberg, Y. Silberberg, Y. Morandotti, R. Boyd, J.S. Aitchison // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – V. 81. – P. 3383–3386.

87. Christodoulides D. Discretizing light behaviour in linear and nonlinear waveguide lattices / D. Christodoulides, F. Lederer, Y. Silberberg // *Nature*. – 2003. – V. 424. – P. 817.

88. Peschel U. Optical Bloch oscillations in waveguide arrays / U. Peschel, T. Pertsch, F. Lederer // *Opt. Lett.* – 1998. – V. 23, № 21. – P. 1701–1703.

89. Experimental Observation of Linear and Nonlinear Optical Bloch Oscillations / R. Morandotti, U. Peschel, J.S. Aitchison, H.S. Eisenberg, Y. Silberberg // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – V. 83, № 23. – P. 4756–4759.
90. Dynamics of Discrete Solitons in Optical Waveguide Arrays / R. Morandotti, U. Peschel, J.S. Aitchison, H.S. Eisenberg, Y. Silberberg // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – V. 83. – P. 2726–2729.
91. Spatial solitons in optically induced gratings / D. Neshev, E. Ostrovskaya, Yu. Kivshar, W. Krolikowski // *Opt. Lett.* – 2003. – V. 28. – P. 710.
92. Observation of Discrete Solitons in Optically Induced Real Time Waveguide Arrays / J. Fleischer, T. Carmon, M. Segev, N.K. Efremidis, D.N. Christodoulides // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – V. 90. – P. 023902.
93. Gap Solitons in Waveguide Arrays / D. Mandelik, R. Morandotti, J.S. Aitchison, Y. Silberberg // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – V. 92. – P. 093904.
94. Controlled generation and steering of spatial gap solitons / D.N. Neshev, A.A. Sukhorukov, B. Hanna, W. Krolikowski, Y.S. Kivshar // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – V. 93. – P. 083905.
95. Observation of random-phase gap lattice solitons / G. Bartal, R. Pezer, H. Buljan, O. Cohen, O. Manela, J. Fleischer, M. Segev // *Opt. Lett.* – 2006. – V. 31. – P. 483.
96. Discrete surface solitons / K.G. Makris, S. Suntsov, D.N. Christodoulides, G.I. Stegeman, A. Hache // *Opt. Lett.* – 2005. – V. 30, № 18. – P. 2466–2468.
97. Surface lattice solitons / K.G. Makris, J. Hudock, D.N. Christodoulides, G.I. Stegeman, O. Manela, M. Segev // *Opt. Lett.* – 2006. – V. 31, № 18. – P. 2774–2776.
98. Molina M.I. Discrete solitons and nonlinear surface modes in semi-infinite waveguide arrays / M.I. Molina, R.A. Vicencio, Y.S. Kivshar // *Opt. Lett.* – 2006. – V. 31, № 11. – P. 1693–1695.
99. Observation of Surface Gap Solitons in Semi-Infinite Waveguide Arrays / C.R. Rosberg, D.N. Neshev, W. Krolikowski, A. Mitchell, R.A. Vicencio, M.I. Molina, Y.S. Kivshar // *Phys. Rev. Lett.* – V. 97. – P. 083901.
100. Kartashov Ya.V. Surface gap solitons / Ya. V. Kartashov, V.A. Vysloukh, L. Torner // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V. 96. – P. 073901.

101. Visual Observation of Zener Tunneling / H. Trompeter, T. Pertsch, F. Lederer, D. Michaelis, U. Streppel, A. Braeuer // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V. 96. – P. 023901.

102. Observation of two-dimensional lattice vector solitons / Z. Chen, A. Bezryadina, I. Makasyuk, J. Yang // *Opt. Lett.* – 2004. – V. 29, № 14. – P. 1656–1658.

103. Bloch Oscillations and Zener Tunneling in Two-Dimensional Photonic Lattices / H. Trompeter, W. Krolikowski, D.N. Neshev, A.S. Desyatnikov, A.A. Sukhorukov, Y.S. Kivshar, T. Pertsch, U. Peschel, F. Lederer // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V. 96. – P. 053903.

104. Discrete solitons in photorefractive optically induced photonic lattices / N.K. Efremidis, S. Sears, D.N. Christodoulides, J.W. Fleischer, M. Segev // *Phys. Rev. E.* – 2002. – V. 66. – P. 046602.

105. Alexander T.J. Multivortex solitons in triangular photonic lattices / T.J. Alexander, A.S. Desyatnikov, Yu.S. Kivshar // *Opt. Lett.* – 2007. – V. 32. – P. 1293–1295.

106. Wave and defect dynamics in nonlinear photonic quasicrystals / B. Freedman, G. Bartal, M. Segev, R. Lifshitz, D.N. Christodoulides, J.W. Fleischer // *Nature.* – 2006. – V. 440. – P. 1166.

107. Soliton stripes in two-dimensional nonlinear photonic lattices / D. Neshev, Yu.S. Kivshar, H. Martin, Z. Chen // *Opt. Lett.* – 2004. – V. 29. – P. 486–488.

108. Discrete diffraction and spatial gap solitons in photovoltaic LiNbO_3 waveguide arrays / F. Chen, M. Stepić, C.E. Rüter, D. Runde, D. Kip, V. Shandarov, O. Manela, M. Segev // *Opt. Express.* – 2005. – V. 13. – P. 4314–4324.

109. Crossover from self-defocusing to discrete trapping in nonlinear waveguide arrays / M. Matuszewski, C.R. Rosberg, D.N. Neshev, A.A. Sukhorukov, A. Mitchell, M. Trippenbach, M.W. Austin, W. Krolikowski, Yu.S. Kivshar // *Opt. Express.* – 2006. – V. 14. – P. 254.

110. Шандаров В.М. Дискретная дифракция и пространственное самовоздействие световых пучков в одномерных фотонных решетках в ниобате лития / В.М. Шандаров, К.В. Шандарова, Д. Кип // *Письма в ЖТФ.* – 2005. – Т. 31. – С. 88–94.

111. Шандаров В.М. Формирование волноводных каналов темными пространственными солитонами в планарном волноводе, оптически индуцированном в кристалле ниобата лития /

В.М. Шандаров, К.В. Шандарова // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35, № 10. – С. 921–922.

112. Observation of composite gap solitons in optically induced nonlinear lattices in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystal / T. Song, S.M. Liu, R. Guo, Z.H. Liu, N. Zhu, Y.M. Gao // *Opt. Express*. – 2006. – V. 14. – P. 1924.

113. Линейное и нелинейное распространение световых пучков в двумерных фоторефрактивных фотонных решетках в ниобате лития / К.В. Шандарова, В.М. Шандаров, Е.В. Смирнов, Д. Кип, М. Степич, Х. Рютер // *Известия вузов. Физика*. – 2006. – №9. – С. 58–62.

114. Shandarova K.V. «Incoherent» Generation of Spatial Gap Solitons within One-Dimensional Photorefractive Photonic Lattices in Lithium Niobate / K.V. Shandarova, V.M. Shandarov // *Laser Physics*. – 2007. – V. 17, № 2. – P. 152–156.

115. Light propagation in double-periodic nonlinear photonic lattices in lithium niobate / E. Smirnov, C.E. Rüter, D. Kip, K. Shandarova, V. Shandarov // *Appl. Phys. B*. – 2007. – V. 88, № 3. – P. 359–362.

116. Formation and light guiding properties of dark solitons in one-dimensional waveguide arrays / E. Smirnov, M. Stepic, C.E. Rüter, D. Kip, V. Shandarov // *Phys. Rev. E*. – 2006. – V. 74. – P. 065601(R).

117. Kivshar Yu. Self-localizations in arrays of defocusing waveguides / Yu. Kivshar // *Opt. Lett.* – 1993. – V. 18. – P. 1147–1149.

118. Dark and bright blocker soliton interaction in defocusing waveguide arrays / E. Smirnov, C.E. Rueter, M. Stepic, V. Shandarov, D. Kip // *Opt. Express*. – 2006. – V. 14. – Iss. 23. – P. 11248–11255.

119. Interaction of counterpropagating discrete solitons in a nonlinear one-dimensional waveguide array / E. Smirnov, M. Stepic, C.E. Rüter, V. Shandarov, D. Kip // *Opt. Lett.* – 2007. – V. 32, № 5. – P. 512–514.

120. Saturable discrete vector solitons in one-dimensional photonic lattices / R.A. Vicencio, E. Smirnov, C.E. Rüter, D. Kip, M. Stepic // *Phys. Rev. A*, accepted (2007).

121. Особенности самодефокусировки световых пучков в фоторефрактивных одномерных периодических волноводных

структурах в ниобате лития / К.В. Шандарова, В.М. Шандаров, Е.В. Смирнов, Д. Кип, М. Степич, Х. Рютер // Труды 4-й междунар. конф. «Фундаментальные проблемы оптики-2006». Санкт-Петербург. 18–21 октября 2006 ; под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова. – СПб. : Corvus, 2006.

Оглавление

Введение	3
1. Физические основы фоторефрактивного эффекта и динамической голографии.....	5
1.1. Качественное описание основных эффектов динамической голографии	5
1.2. Модель зонного переноса	12
1.3. Приближение малых контрастов интерференционной картины	16
1.4. Диффузионный механизм записи фоторефрактивной решетки	19
1.5. Формирование фоторефрактивной решетки в постоянном внешнем поле.....	21
1.6. Фоторефрактивная решетка при знакопеременном внешнем поле.....	23
1.7. Основы динамической голографии.....	26
1.7.1. Самодифракция световых волн на фоторефрактивных голограммах. Уравнения связанных волн	26
1.7.2. Приближение неистощаемой накачки	29
1.7.3. Самодифракция световых волн на фоторефрактивной решетке при чисто нелокальном отклике	31
Литература к главе	34
2. Влияние пьезоэлектрического эффекта на формирование объемных голограмм в электрооптических кристаллах	37
2.1. Основные уравнения	38
2.2. Упругие поля фоторефрактивных решеток в безграничном кристалле	40
2.3. Материальные уравнения для фоторефрактивных пьезокристаллов.....	41
2.4. Эффективная статическая диэлектрическая проницаемость фоторефрактивных пьезокристаллов	42
2.4.1. Ниобат лития.....	43
2.4.2. Титанат бария	46
2.4.3. Кубические фоторефрактивные кристаллы	48
2.5. Вклад пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов в модуляцию диэлектрической проницаемости пьезокристаллов.....	48
2.5.1. Эффективная электрооптическая постоянная	48

2.5.2. Анизотропия электрооптической и фотоупругой компонент фоторефрактивной решетки в кристаллах ниобата лития и арсенида галлия	49
2.5.3. Экспериментальные исследования анизотропии дифракционной эффективности при восстановлении пропускающих голограмм в кристалле LiNiO_3	53
2.6. Влияние пьезоэффекта на запись и считывание голограмм в оптически активных кубических кристаллах.....	56
2.7. Экспериментальные исследования энергетических и поляризационных свойств пропускающих голограмм в кристалле силиката висмута	60
Литература к главе	69
3. Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах титаната висмута	79
3.1. Экспериментальная установка и методика исследования.....	80
3.2. Экспериментальные исследования динамики фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$	82
3.3. Теоретические модели фотоиндуцированного поглощения света в фоторефрактивных кристаллах.....	87
3.4. Численный анализ динамики фотоиндуцированного поглощения в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ на основе зонной модели с двукратно ионизируемыми донорными центрами и мелкими ловушками	93
3.5. Экспериментальные исследования динамики фотоиндуцированного поглощения в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ при последовательном облучении некогерентным квазимонохроматическим излучением с различными длинами волн.....	97
3.6. Теоретическая модель фотоиндуцированного поглощения в кристаллах титаната висмута при двухцветном облучении и n -типе темновой проводимости.....	103
3.7. Экспериментальные исследования динамики фотоиндуцированного поглощения в номинально чистых кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ с различной стехиометрией	109
3.8. Теоретическая модель фотоиндуцированного поглощения в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при p -типе темновой проводимости.....	114

Литература к главе	119
4. Отражательные голографические решетки в фоторефрактивных кристаллах	125
4.1. Основные уравнения для встречного взаимодействия световых волн в кубических гиротропных кристаллах.....	126
4.2. Анизотропия вкладов внутримодовых и межмодовых процессов во встречное взаимодействие световых волн	131
4.3. Двухпучковое взаимодействие линейно поляризованных волн.....	135
4.4. Скалярное приближение при двухпучковом взаимодействии линейно поляризованных волн	137
4.5. Экспериментальные исследования динамики двухпучкового взаимодействия света на отражательных решетках в кристаллах титаната висмута	140
4.5.1. Экспериментальная установка и методика исследования	140
4.5.2. Влияние стехиометрии на двухпучковое взаимодействие света на отражательных решетках в номинально чистых кристаллах титаната висмута	142
4.5.3. Динамика формирования отражательных голограмм в легированных кристаллах титаната висмута среза (100)	149
4.5.4. Поляризационные зависимости для взаимодействия линейно поляризованных волн на фазовых решетках в кристалле титаната висмута среза (100)	155
Литература к главе	159
5. Фоторефрактивные эффекты в волноводно-оптических структурах.....	165
5.1. Планарные оптические волноводы	165
5.1.1. Волновое уравнение и моды планарного волновода	165
5.1.2. Решения волновых уравнений.....	168
5.1.3. Дисперсионное уравнение планарного волновода	168
5.2. Методы формирования оптических волноводов в электрооптических кристаллах	170
5.2.1. Диффузия примесей	170
5.2.2. Метод ионного обмена.....	179
5.2.3. Ионная имплантация	179
5.2.4. Эпитаксиальные волноводные слои (жидкофазная эпитаксия).....	181

5.2.5. Другие методы формирования оптических волноводов	182
5.3. Методики исследования	183
5.4. Распространение светового пучка в нелинейно-оптической среде	186
5.5. Пространственные солитоны в планарных фоторефрактивных волноводах	192
5.5.1. Фоторефрактивные пространственные солитоны в планарных волноводах на основе SBN	192
5.5.2. Фоторефрактивные пространственные солитоны в оптических волноводах в ниобате лития	197
5.5.3. Анализ характеристик темных фоторефрактивных пространственных солитонов в планарных волноводах в ниобате лития	202
5.6. Эффекты самовоздействия световых пучков и пространственные солитоны в периодических фоторефрактивных волноводных структурах	206
5.6.1. Периодические волноводные структуры	206
5.6.2. Фоторефрактивные периодические волноводные структуры	208
5.6.3. Линейная дискретная дифракция света в периодических волноводных структурах (эксперимент)	215
5.6.4. Самовоздействие световых пучков в фоторефрактивных периодических волноводных структурах в области нормальной дифракции (экспериментальные результаты)	219
5.6.5. Самовоздействие в области аномальной дифракции — щелевые дискретные солитоны	221
5.6.6. Формирование волноводных каналов темными солитонами в оптически индуцированных планарных ОВ	223
Литература к главе	226

Научное издание

Шандаров Станислав Михайлович
Шандаров Владимир Михайлович
Мандель Аркадий Евсеевич
Буримов Николай Иванович

**ФОТОРЕФРАКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ
В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ**
Монография

Формат 60x84/16. Усл. печ. л..

Тираж . Заказ .

Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники.
634050, г. Томск, пр. Ленина, 40.
Тел. (3822) 533018.