

# Голографическая запись в фоторефрактивных кристаллах в условиях нестационарности и нелинейности фотопроводимости

© А.И. Грачев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: grach@shuv.pti.spb.su

(Поступила в Редакцию 9 июля 1998 г.  
В окончательной редакции 24 ноября 1998 г.)

Показано, что запись голограмм в фоторефрактивных кристаллах в условиях нестационарности и нелинейности фотопроводимости в силу возникающей специфики установления стационарного состояния освещенного образца сопровождается немонотонностью роста дифракционной эффективности голограмм. Анализ такого рода явлений, наблюдавшихся ранее в кристаллах силленитов, показал, что для их объяснения, по крайней мере на качественном уровне, нет необходимости в привлечении идеи биполярности фотопроводимости данных материалов. Детальное описание процесса голографической записи, протекающего в обсуждаемых условиях, требует параллельных исследований кинетики фотопроводимости образца, наблюдаемой в тех же самых экспериментальных условиях.

В основе механизма голографической записи информации в фоторефрактивных кристаллах лежит процесс фотовозбуждения и последующего пространственного перераспределения свободных носителей заряда, формирующих, после их захвата на локальные уровни, пространственный заряд, отражающий распределение интенсивности света в записываемой картине. Процесс записи продолжается вплоть до установления стационарного состояния освещенного образца, определяемого двумя характерными временами — временем выхода фотопроводимости на стационарное значение и временем установления в объеме образца диффузионно-дрейфового равновесия (ДДР) (т.е. состояния, в котором конвекционный ток одинаков во всех сечениях образца). Обычно предполагается (см., например, [1,2]), что второе время значительно превосходит первое, т.е. запись осуществляется в условиях стационарной фотопроводимости. Указанное предположение действительно отвечает условиям большинства экспериментов по голографической записи в фоторефрактивных кристаллах, относящихся к классу высокоомных фотопроводников. Следует, однако, учесть, что этим материалам присуще большое разнообразие процессов релаксации фотопроводимости [3], обусловленное возможностью реализации существенно отличных неравновесных распределений электронов на уровнях в запрещенной зоне. Особенно ярко это проявляется в условиях комбинированного возбуждения (т.е. при одновременном или последовательном освещении кристалла светом, значительно отличающимся по своему спектральному составу). Предварительная засветка образца может, в частности, изменить соотношение между указанными выше временами на противоположное, т.е. запись будет осуществляться уже в условиях нестационарной фотопроводимости. Это обстоятельство может существенным образом сказаться на динамике записи голограммы и выразиться, например, в появлении на временной зависимости дифракционной эффективности голограммы  $\eta(t)$  локальных максимумов

(или минимумов), подобных тем, что наблюдались при записи голограмм в кристаллах типа силленита  $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$  ( $M = \text{Si, Ge, Ti}$ ) [4–6].

Авторы [4–6] приписали обнаруженные явления влиянию неосновных носителей заряда (дырок) на процесс записи в номинально нелегированных кристаллах  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO) и  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  (BTO). К сожалению, данное предположение не было подкреплено в [4–6] какими-либо серьезными экспериментальными данными или теоретическими оценками. Из проведенного нами анализа [7] данных по электронной структуре силленитов и результатов исследования в них поверхностно-барьерной фотоэдс [8], следует, что в области примесного поглощения вклад дырок в фотопроводимость данных материалов пренебрежимо мал по сравнению с электронным.

В настоящей работе показано, что обнаруженные в [4–6] особенности голографической записи вполне объяснимы в рамках представлений о монополярности фотопроводимости использовавшихся образцов кристаллов силленитов, а немонотонность поведения  $\eta(t)$  является частным проявлением специфики записи в условиях нестационарности и нелинейности фотопроводимости, обусловленных нелинейными процессами изменения заполнения локальных центров в указанных образцах.

## 1. Общее рассмотрение

Начнем с перечисления ряда предположений, которые, во-первых, определяют рамки проводимого нами рассмотрения, а во-вторых, позволяют легче понять специфику голографической записи в фоторефрактивных кристаллах в условиях нестационарной фотопроводимости.

1) Рассматривается обычный случай записи интерференционной картины от двух плоских волн с синусоидальным распределением интенсивности света вдоль одной из координат ( $x$ ):  $I(x) = I_0[1 + m \sin(kx)]$  ( $k = 2\pi/d$ ,  $d$  — период синусоидальной решетки,  $m$  — глубина

модуляции) и с постоянной интенсивностью по двум остальным. При этом используется обычное упрощающее предположение:  $m \ll 1$ .

2) Еще одно предположение связано с выполнением условия  $(kL_0, kL_d) < 1$ , где  $L_0$  и  $L_d$  — дрейфовая и диффузионная длины носителей заряда соответственно, что позволяет исключить из рассмотрения влияние соответствующих потоков носителей на кинетику и пространственное распределение неравновесной концентрации свободных носителей заряда.

3) Влияние контактов на процесс записи (например, в случае использования дрейфового механизма), предполагается незначительным, т.е. специфика установления ДДР на границах кристалла не рассматривается.

4) Запись осуществляется в стационарных условиях (т.е. без использования бегущих решеток, знакопеременных полей и т.п. [2]).

5) Проводимое рассмотрение не затрагивает случай фотогальванического механизма записи голограмм [2].

Как уже отмечалось, механизм записи с точки зрения электронных процессов, протекающих в фоторефрактивном кристалле, сводится к формированию стационарного распределения пространственного заряда  $\rho(x)$ , отражающего распределение интенсивности  $I(x)$ . Для описания процесса формирования  $\rho(x)$  используется известная система материальных уравнений [1,2], которая в общем случае должна быть дополнена волновым уравнением. Обычно при ее решении предполагается выполненным условие квазистационарности процесса записи, подразумевающее, что запись происходит в основном при установившемся распределении концентрации неравновесных носителей заряда  $n_{ph}^s(x)$  (в дальнейшем, учитывая специфику нелегированных силленитов, будем считать, что ими являются электроны). Другими словами, предполагается, что  $\tau_{rel}$  — время установления  $n_{ph}^s$  — много меньше характерного времени записи голограммы  $\tau_w$ . Последнее по существу является временем установления ДДР и связано соотношением:  $\tau_w = \kappa \tau_M$  с временем диэлектрической релаксации ( $\tau_M = \epsilon_0 \epsilon / \sigma_0$ , где  $\epsilon_0$  и  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость вакуума и кристалла соответственно, а  $\sigma_0$  отвечает среднему значению проводимости освещенного образца). Коэффициент  $\kappa$  зависит от механизма записи и соотношения между  $k$  и  $L_0$  и/или  $L_d$  [1,2] соответственно. При принятом нами условии (п. 3)  $\kappa = 1$ .

Ясно, что при записи в условиях стационарной фотопроводимости конкретная форма кинетики ее установления практически не имеет значения. При этом выход  $\eta$  на стационарное значение ( $\eta_s$ ) описывается вполне монотонной зависимостью [1,2]. Ситуация, однако, коренным образом может измениться при нарушении условия квазистационарности, т.е. при  $\tau_{rel} \gg \tau_M$ . В этом случае формируемое за время  $t \sim \tau_M$  распределение концентрации неравновесных электронов  $n_{ph}(x)$  (и соответственно  $\rho(x)$ ) больше не является стационарным и может существенно меняться по мере окончательного установления фотопроводимости. Проиллюстрируем это

на примере диффузионного механизма записи интерференционных решеток в условиях нестационарности фотопроводимости образца.

Для описания формирования  $\rho(x)$  необходимо задать форму пространственного распределения фотоиндуцированных электронов  $n_{ph}(x)$ . Обычно в случае реализации стационарных условий записи связь между  $n_{ph}^s$  и  $I$  предполагается линейной (что действительно отвечает реалиям большинства известных фоторефрактивных кристаллов), поэтому форма  $n_{ph}^s(x)$  в точности повторяет распределение интенсивности света. Однако линейность зависимости  $n_{ph}^s(I)$  не исключает возможность наличия на кривой нарастания фотопроводимости участков, где связь между  $n_{ph}$  и  $I$  носит нелинейный характер, т.е.  $n_{ph} \propto (I)^p$ , где  $p \neq 1$ . Ясно, что теперь распределение  $n_{ph}(x)$  будет отличаться от  $I(x)$ . В нашем случае в записи интерференционных решеток с малым контрастом указанное отличие будет заключаться, прежде всего, в разнице глубины модуляции решетки фотоэлектронов  $m^*$  и величины  $m$ , конкретно  $m^* = pm$ . Кроме того, поскольку наличие нелинейных (по  $I$ ) участков на кривой релаксации фотопроводимости неизбежно связано с изменением по мере установления стационарного значения величины  $p$ , следует учесть появление у  $m^*$  временной зависимости. Таким образом, пространственное распределение электронов зоны проводимости (с учетом их темновой концентрации  $n_d$ ) для произвольной кривой нарастания фотопроводимости может быть представлено в следующем виде:

$$n(x, t) = n_d + n_{ph}(x, t) = n_d + n_0(t)[1 + m^*(t) \sin(kx)], \quad (1)$$

где  $n_0$  — концентрация неравновесных электронов, отвечающая среднему значению интенсивности света  $I_0$ .

К моменту времени  $t_b \sim \tau_M$  после начала освещения в объеме кристалла установится ДДР, отвечающее в рассматриваемом случае условию равенства нулю конвекционного тока во всех точках образца. При этом пространственный заряд  $\rho(x, t_b)$  практически будет соответствовать установившемуся к этому моменту распределению  $n(x, t_b)$ . Очевидно, что это будет справедливо в тем большей степени, чем выше разница между  $\tau_{rel}$  и  $\tau_M$ . В дальнейшем по мере изменения  $n(x, t)$  будет происходить и соответствующее изменение  $\rho(x, t)$ , направленное на поддержание такого "нестационарного" ДДР (режим "сквозного неустановившегося фототока" по терминологии автора [3]). Здесь необходимо отметить, что, так как  $\tau_M \sim n^{-1}$ , его значение также будет меняться со временем в случае реализации в эксперименте условия  $n_d \ll n_{ph}$ . Это обстоятельство, в принципе, необходимо учитывать при детальном описании динамики формирования  $\rho(x, t)$ .

Таким образом, начиная с момента времени  $t_b$ , запись решетки будет происходить в условиях поддержания ДДР, поэтому при  $t \geq t_b$  распределение электрического поля решетки пространственного заряда ( $E_{sc}^b(x, t)$ ) будет описываться тем же выражением, что и при записи в

условиях стационарности фотопроводимости [2]

$$E_{sc}^b(x, t) \propto [1/n(x, t)][dn_{ph}(x, t)/dx]. \quad (2)$$

Учитывая, однако, возможность нелинейной зависимости  $n_{ph}$  от  $I$ , выражение (2) удобно представить в следующем виде:

$$E_{sc}^b(x, t) \propto [1/n(x, t)][dn_{ph}(x, t)/dI(x)][dI(x)/dx]. \quad (3)$$

В отличие от стационарного режима записи в (3) теперь входит не установившееся распределение  $n_{ph}^s(x)$ , а некоторое распределение, отвечающее моменту времени  $t \geq t_b$ . Поэтому при продолжении освещения в общем случае может происходить изменение распределения  $E_{sc}^b(x)$ , динамика которого будет связана с конкретной формой кинетики роста фотопроводимости (т.е.  $n_{ph}(t)$ ).

В дальнейшем нас будет интересовать временное поведение амплитуды решетки  $E_{sc}^b(x, t) - E_D(t)$  — определяющей значение дифракционной эффективности записываемых решеток  $\eta \propto (E_D)^2$ . Из (3) можно получить следующее выражение для  $E_D(t)$ :

$$E_D(t) \propto mk[n_d + n_0(t)]^{-1}[dn_0(t)/dI_0]. \quad (4)$$

Выражение (4) позволяет указать необходимое и достаточное условие появления локального максимума (минимума) на зависимости  $E_D(t)$ , а следовательно, и  $\eta(t)$ . Конкретно для некоторого момента времени  $t_m \geq t_b$  должно выполняться следующее неравенство:

$$[n_d + n_0(t_m)]^{-1} \times [dn_0(t_m)/dI_0] > [n_d + n_0(\infty)][dn_0(\infty)/dI_0]. \quad (5)$$

(Естественно, что условие появления локального минимума  $\eta(t)$  связано с выполнением обратного неравенства, точнее двух, второе из которых должно выполняться при  $t_b \leq t < t_m$ .) В предельных случаях —  $n_d \ll n_0$  и обратном соотношении — (5) сводится к неравенствам

$$d \ln[n_0(t_m)/dI_0] > d \ln[n_0(\infty)]/dI_0 \quad (6)$$

и

$$dn_0(t_m)/dI_0 > dn_0(\infty)/dI_0 \quad (7)$$

соответственно. Нетрудно понять, что реализация неравенства (6) или (7) возможна лишь в случае нелинейности процесса рекомбинации неравновесных носителей заряда, обеспечивающей появление на кривой нарастания фотопроводимости участков в различными люкс-амперными характеристиками. Для иллюстрации этого рассмотрим два простых примера, относящихся к случаю линейной и квадратичной рекомбинаций неравновесных носителей.

В первом случае кинетика фотопроводимости описывается известным выражением [3]

$$n_{ph}(t) = n^s[1 - \exp(-t/\tau)], \quad (8)$$

где  $\tau$  — релаксационное время жизни свободных электронов, а  $n^s = \beta\alpha I\tau$  ( $\beta$  и  $\alpha$  — значения квантового выхода и коэффициента поглощения света соответственно).

Подставляя (8) в (4), получаем

$$E_D(t) \propto mk\beta\alpha\tau[n_d + n_0^s(t)]^{-1}[1 - \exp(-t/\tau)], \quad (9)$$

где  $n_0^s$  соответствует  $I = I_0$ . С помощью (9) нетрудно убедиться, что динамика изменения  $E_D$  в ходе установления фотопроводимости будет носить вполне монотонный характер.

В случае квадратичной рекомбинации, допускающей аналитическое описание кривой нарастания,  $n_{ph}(t)$  имеет вид [3]

$$n_{ph}(t) = (\beta\alpha I/\gamma)^{1/2} \text{th}[t(\beta\alpha\gamma I)^{1/2}], \quad (10)$$

где  $\gamma$  — коэффициент рекомбинации. Подставив (10) в (4), получим

$$E_D(t) \propto mk[n_d + n_0(t)]^{-1} \left\{ 1/2(\beta\alpha/I_0\gamma)^{1/2} \times \text{th}[t(\beta\alpha\gamma I_0)^{1/2}] + 1/2(\beta\alpha t) \text{ch}^{-2}[t(\beta\alpha\gamma I_0)^{1/2}] \right\}. \quad (11)$$

Рассмотрим поведение зависимости (11) в случае  $n_d \gg n_0$  и при выполнении обратного соотношения. Дифференцируя по времени соответствующие выражения, получаем, что в первом случае максимум  $E_D(t)$  возникает при  $t_m$ , удовлетворяющем уравнению

$$\text{th}[t_m(\beta\alpha\gamma I_0)^{1/2}] = [t_m(\beta\alpha\gamma I_0)^{1/2}]^{-1}. \quad (12)$$

Во втором случае  $E_D(t)$  имеет максимум при  $t = 0$ , а затем монотонно спадает до значения, соответствующего установлению  $n_{ph}^s$ . Очевидно, однако, что, поскольку  $E_D$ , отвечающее установлению ДДР, формируется за время  $t \sim \tau_M$ , в эксперименте максимум  $E_D(t)$  появится именно в этой области времен.

Нетрудно понять, что физическая причина появления максимума  $E_D$  в рассмотренном случае связана с монотонным уменьшением величины  $m^*$  по мере нарастания фотопроводимости: от  $m^* = m$  в области  $t \sim \tau_M$  (где  $n_{ph} \sim I$ ) до  $m^* \approx 0.5m$  при установившемся значении  $n_{ph}^s \sim I^{1/2}$ . При этом если при  $n_{ph} \gg n_d$

$$E_D(t) \propto m^*(t), \quad (13)$$

то при обратном соотношении  $n_{ph} \ll n_d$

$$E_D(t) \propto n_{ph}(t)m^*(t), \quad (14)$$

с чем и связано появление уравнения (12) для точки экстремума. Отметим, что выполнение (13) или (14) не зависит от конкретной формы нелинейности релаксации  $n_{ph}$ .

Таким образом, полученные результаты подтверждают вывод о необходимости одновременной реализации условий нестационарности и нелинейности фотопроводимости для появления локальных экстремумов зависимости  $\eta(t)$  в случае диффузионного механизма голографической записи. Нетрудно показать, что при соблюдении

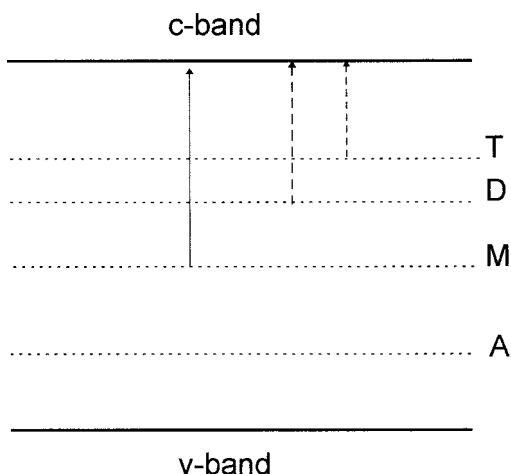
соотношения  $kL_0 < 1$  этот вывод остается справедливым и для дрейфового механизма записи.

На этом закончим общее рассмотрение и перейдем к анализу конкретных примеров нестационарности поведения  $\eta(t)$ , наблюдавшейся в уже упомянутых экспериментах по голографической записи в кристаллах силленитов [4–6].

## 2. Запись в ИК-облученных кристаллах BSO

При исследовании диффузионного механизма голографической записи в кристаллах BSO, подвергнутых предварительному инфракрасному облучению [4], была обнаружена немонотонность выхода дифракционной эффективности на стационарное значение. Она заключалась в появлении локального максимума  $\eta$ , превышение которого над стационарным значением  $\eta_s$  доходило до одного порядка. Важно, что одновременно с появлением данной особенности наблюдалось изменение кинетики фотопроводимости, выразившееся в значительном замедлении выхода фототока на стационарное значение и появлении характерной S-образной формы его нарастания (см. рис. 2 в [4]). К сожалению, авторы [4] не уделили должного внимания указанному факту, имеющему, на наш взгляд, первостепенное значение.

Люкс-амперные характеристики стационарной фотопроводимости кристаллов BSO демонстрируют практически линейную зависимость  $n_{ph}^s(I)$ , а время ее установления обычно много меньше  $\tau_M$ . Однако кинетика нарастания  $n_{ph}$  не всегда описывается выражением (8).



**Рис. 1.** Схема энергетических уровней в запрещенной зоне номинально нелегированных кристаллов силленитов:  $T$ - и  $D$ -уровни — центры многократного прилипания и глубокие ловушки для электронов соответственно,  $M$ -центры, отвечающие за примесное поглощение в области  $h\nu \sim (2.3–3.0)$  eV,  $A$  — компенсирующие акцепторные центры. Сплошными и штриховыми стрелками показаны оптические переходы при возбуждении примесной фотопроводимости в сине-зеленой и красной (или ИК) областях спектра соответственно.

Это относится и к кривым  $n_{ph}(t)$ , приведенным в [4], S-образная форма которых ясно указывает на проявление процессов нелинейного заполнения уровней прилипания в образцах, подвергнутых предварительной ИК-засветке. При описании указанной кинетики фототока будем исходить из обычной для BSO схемы электронных уровней и оптических переходов [9,10] (рис. 1), где локальные  $T$ -центры играют при комнатной температуре роль уровней многократного прилипания для электронов. (В действительности в силленитах существует целая группа относительно низко лежащих уровней [10], для которых мы будем использовать единое обозначение —  $T$ -уровни.) Степень заполнения последних существенным образом может меняться в зависимости от предыстории образца. Так, при длительной выдержке в темноте или после ИК-засветки электроны с  $T$ -уровней, многократно совершая переходы в зону проводимости, в конце концов захватываются на уровни  $D$  или  $M$ , оставляя  $T$ -уровни практически опустошенными. Если теперь подготовленный подобным способом образец освещается светом из сине-зеленой области спектра (переходы  $M$ -уровни–зона проводимости, рис. 1), то на начальном этапе нарастания  $n_{ph}$  начнет происходить обратный процесс захвата электронов на  $T$ -уровни. В случае значительного изменения их заполнения у зависимости  $n_{ph}(t)$  и будет наблюдаться обсуждаемая S-образная форма. Теоретически кинетика фотопроводимости для данного случая рассматривалась в [3]. Для нас интерес представляет начальная стадия зависимости  $n_{ph}(t)$ , поскольку локальный максимум  $\eta$  в [4] наблюдался именно на этом этапе. Соответствующее выражение для  $n_{ph}(t)$  имеет следующий вид [3]:

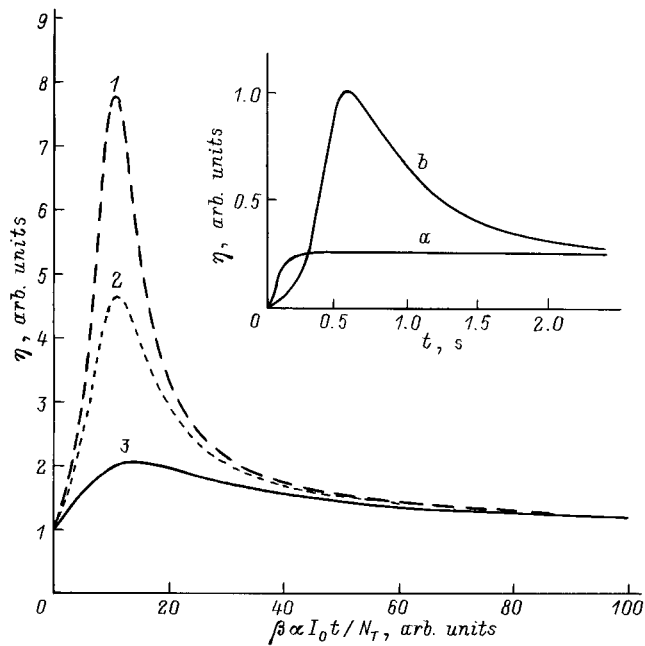
$$n_{ph}(t) = -1/2(N_T + N_{CT} - \beta\alpha It) + [1/4(N_T + N_{CT} - \beta\alpha It)^2 + \beta\alpha It N_{CT}]^{1/2}, \quad (15)$$

где  $N_T$  — концентрация уровней прилипания, а  $N_{CT}$  — приведенная к  $T$ -уровням эффективная плотность состояний в зоне проводимости [3].

Подставив теперь (15) в (4), можем определить временную зависимость  $\eta$  для решеток, записываемых с помощью диффузионного механизма. Не приводя здесь соответствующую, достаточно громоздкую формулу, продемонстрируем лишь полученные с ее помощью зависимости  $\eta$  от времени (точнее от безразмерной переменной  $\beta\alpha I_0 t / N_T$ ) (рис. 2) при некоторых значениях параметра  $N_{CT}/N_T$ . (Отметим, что поскольку выражение (4) описывает поведение  $E_D$  лишь для  $t \geq \tau_M$ , кривые на рис. 2 выходят не из начала координат.) Легко установить, что  $\eta$  проходит через максимум при значении  $t_m$ , удовлетворяющем условию:  $N_T + N_{CT} = \beta\alpha I_0 t_m$  (точка максимального изгиба кривой  $n_{ph}(t)$  [3]), а само значение  $\eta_{\max}$  задается следующим выражением (в случае  $n_d \ll n_{ph}$ , что отвечает экспериментальным условиям [4]):

$$\eta_{\max}^{1/2} \propto E_D(t_m) \propto m \{1 + [(N_T + N_{CT})/2N_{CT}]^{1/2}\}. \quad (16)$$

Из (16) и рис. 2 видно, что превышение  $\eta_{\max}$  над  $\eta_s$  зависит от таких параметров материала, как  $N_T$  и  $N_{CT}$ ,



**Рис. 2.** Временные зависимости дифракционной эффективности, полученные при значениях параметра  $N_{CT}/N_T$ : 0.05, 0.1 и 0.4 для кривых 1, 2 и 3 соответственно. На вставке показаны аналогичные экспериментальные зависимости, наблюдавшиеся в [4], в случае отсутствия (а) и при использовании (б) предварительного ИК-освещения образца BSO.

которые в принципе могут быть определены из данных исследования кинетики фотопроводимости [3].

Сравнение кривых на рис. 2 с данными [4] (вставка на рис. 2) показывает их полное качественное совпадение, что ясно указывает на отсутствие необходимости введения модели биполярной диффузии носителей заряда, предложенной в [4] для объяснения наблюдавшейся динамики роста  $\eta$ .

### 3. Запись ИК-светом в кристаллах ВТО

В работе [5] в кристаллах ВТО при исследовании динамики энергообмена при двухпучковом взаимодействии была обнаружена немонотонность поведения рефрактивного коэффициента усиления  $\Gamma$  (рис. 3) (пропорционального  $\eta^{1/2}$  в условиях экспериментов в [5]). В отличие от [4] длина волны записывающих пучков лежала в ИК-диапазоне ( $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ), а немонотонность  $\Gamma$  наиболее ярко проявлялась при предварительной засветке образцов видимым светом. Для объяснения полученных данных авторы [5] предложили несколько модифицированный вариант модели [4], также основанный на предположении о влиянии дырок, создающих противозазную решетку пространственного заряда.

Переходя к анализу результатов [5], следует отметить, что до настоящего момента мы связывали нелинейность  $n_{ph}(I)$  только с изменением в ходе установления  $n_{ph}^s$  времени жизни (точнее, релаксационного времени жиз-

ни [3]) неравновесных носителей заряда. Однако в случае примесного возбуждения на характер релаксации  $n_{ph}$  может также повлиять изменение величины  $\alpha$ , вызванное существенным изменением заселенности уровней, задействованных в фотоактивных оптических переходах. Примером такого поведения  $n_{ph}$  является так называемая индуцированная примесная фотопроводимость [3], наблюдаемая при одновременном или последовательном освещении образца светом из области собственного и примесного поглощений. Подобная ситуация была реализована в [5] в кристаллах ВТО, чем, как будет показано далее, и может объясняться наблюдавшееся там поведение  $\Gamma$ .

Кинетику  $n_{ph}(t)$  в случае индуцированной примесной фотопроводимости можно описать следующим выражением [3]:

$$n_{ph} = [qIN_T/(1/\tau - qI)][\exp(-qIt) - \exp(-t/\tau)], \quad (17)$$

где  $q$  — сечения захвата фотона электронами, находящимися на уровнях (в нашем случае  $T$ -уровнях), заполняемых в ходе предварительного освещения образца светом из области собственного поглощения.

Выражение (17), однако, не совсем адекватно отражает реальное поведение индуцированного фототока, стремящегося при больших  $t$  не к нулю, а к некоторому "квазиравновесному", по терминологии автора [3], значению. Это вызвано тем, что при выводе (17) не был учтен повторный захват электронов на уровни прилипания. Наиболее простым образом реальное поведение  $n_{ph}(t)$  можно описать двумя экспонентами с отличающимися скоростями спада плюс некоторый не зависящий от времени член (последний связан, во-первых, с сохраняющимся в пределе  $t \rightarrow \infty$  некоторым заполнением  $T$ -уровней, а во-вторых, с оптическим возбуждением других центров, например,  $D$ -уровней)

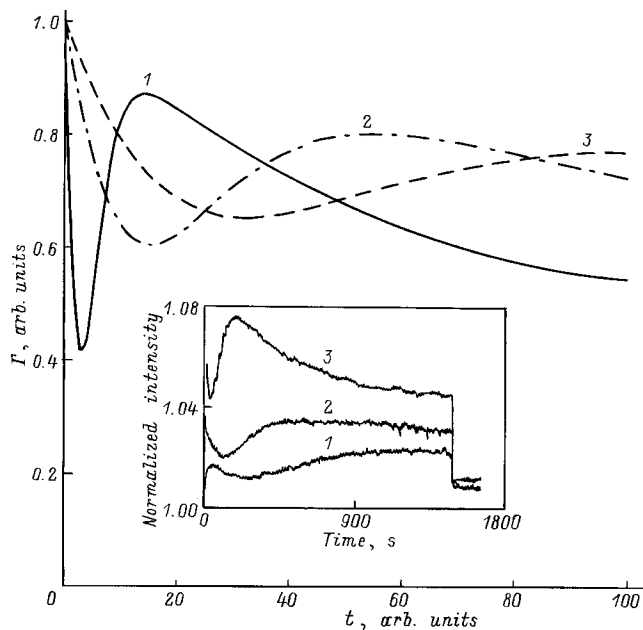
$$n_{ph} = qIN_T\tau \exp(-qIt) + qIn_T^*\tau^* \exp(-\xi qIt) + \zeta I, \quad (18)$$

где  $n_T^*$  и  $\tau^*$  — заполнение  $T$ -уровней и время жизни электронов в условиях установления "квазиравновесного" возбужденного состояния, а параметр  $\xi \ll 1$ . (Мы предполагали также выполненным соотношением  $1/\tau \gg qI$ , что, по-видимому, отвечает условиям эксперимента в [5].)

В условиях малого энергообмена, реализованного в [5],  $\Gamma \propto E_D$ , поэтому подстановка (18) в (4) дает выражение для зависимости  $\Gamma(t)$  (для случая  $n_d \ll n_0$ )

$$\Gamma(t) \propto 1 - qI\tau \{r_1 + \xi \exp[qI\tau(1 - \xi)]\} \times \{r_1 + \exp[qI\tau(1 - \xi)] + r_2 \exp(qI\tau)\}^{-1}, \quad (19)$$

где  $r_1 = N_T\tau/n_T^*\tau^*$ , а  $r_2 = \zeta/qn_T^*\tau^*$ . На рис. 3 приведены зависимости  $\Gamma(t)$ , полученные с помощью (19) при различных значениях  $q, r_1, r_2$  и  $\xi$  (величина  $I_0$  принята равной единице). Сравнение с экспериментальными зависимостями [5] динамики изменения интенсивности



**Рис. 3.** Зависимости коэффициента усиления  $\Gamma$  от времени, полученные из выражения (18) при следующих значениях параметров  $r_1, r_2, q$  и  $\xi$ : 4; 0.5; 0.5;  $2.5 \cdot 10^{-2}$  (1), 2; 0.5; 0.1;  $5 \cdot 10^{-2}$  (2) и 2; 1;  $5 \cdot 10^{-2}$ ; 0.1 (3). На вставке приведены аналогичные экспериментальные зависимости, наблюдавшиеся в [5] в кристалле ВТО при различной задержке между окончанием предварительной засветки образца и началом записи: 60 h, 18 h и 20 s для кривых 1, 2 и 3 соответственно.

сигнального пучка (вставка на рис. 3) свидетельствует о их качественном совпадении. Мы полагаем, что при наличии данных о кинетике фотопроводимости, наблюдаемой в образце в тех же самых экспериментальных условиях, предложенный подход мог бы обеспечить и количественное описание результатов [5].

Таким образом, даже несмотря на заведомо упрощенный характер рассмотренной модели, учет очевидной нестационарности условий записи и нелинейного поведения фотопроводимости в [5] позволяет объяснить наблюдавшиеся там особенности поведения  $\Gamma(t)$ , оставаясь в рамках монополярной модели проводимости ВТО.

#### 4. Осциллирующее поведение дифракционной эффективности в кристаллах ВТО

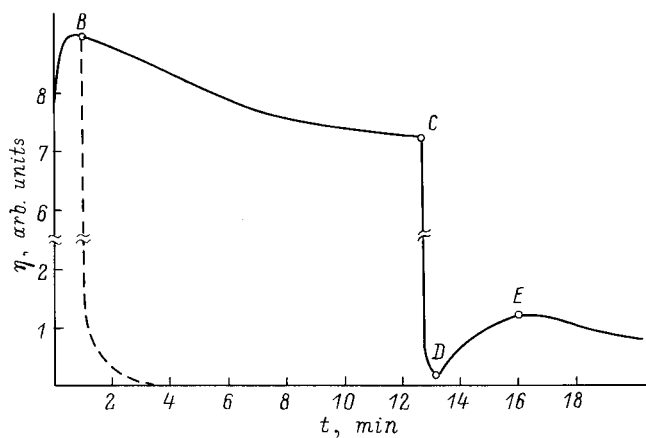
Своеобразное сочетание эффектов нестационарности фотопроводимости и изменения заполнения локальных уровней проявилось, по нашему мнению, в наблюдавшемся в [6] осциллирующем поведении  $\eta$  решеток, записывавшихся в ВТО с помощью диффузионного механизма после перекрытия одного из записывающих пучков (рис. 4). Условия появления и особенности наблюдавшегося эффекта, такие как высокая пространственная частота записываемых решеток, наличие па-

дающего участка у зависимости  $\eta^{pr}(t)$  первоначально записываемых решеток,  $180^\circ$  (пространственный) сдвиг по фазе между первоначальной и вторичной решетками, позволяют предложить следующую интерпретацию его природы.

Поведение  $\eta^{pr}(t)$  свидетельствует о том, что как и в [5], фотопроводимость образцов в [6] при использовании света с  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  носила (скорее всего, частично) индуцированный характер, определяемый участием  $T$ -уровней. При этом относительно медленная скорость падения  $\eta^{pr}$  указывает на "квазиравновесное" состояние  $T$ -уровней, при котором уменьшение их заполнения (как и падение  $n_{ph}$ ) описывается экспонентой с достаточно большой постоянной времени (второй член в (18)). Неоднородность засветки на этапе записи первоначальной решетки должна в этом случае привести к появлению в образце пространственно-неоднородного распределения  $T$ -уровней с различной степенью заполнения, которое к моменту времени  $t_C$  (точка  $C$  на рис. 4) будет иметь следующий вид:

$$n_T^*(x, t_C) = n_T^*(0) \exp[-\xi q t_C I_0 (1 + \sin(kx))], \quad (20)$$

где  $n_T^*(0)$  — начальное "квазиравновесное" заполнение  $T$ -уровней (в (20) учтено, что в [6] записывались решетки с  $m = 1$ ). Ясно, что при переходе к однородному освещению кристалла  $n_T^*(x, t_C)$  обеспечит появление в нем пространственно-неоднородного распределения электронов  $n_{ph}^{sec}(x)$ . При этом Фурье-компонента  $n_{ph}^{sec}(x, k)$  на основной пространственной частоте  $n_{ph}^{pr}(x, k)$  будет сдвинута на  $180^\circ$  относительно  $n_{ph}^{pr}(x, k)$  первоначально записываемой решетки. Обсуждаемый эффект наблюдался в [6] только для случая, когда однородная засветка включалась через достаточно длительный промежуток времени (так, переключение в точке  $B$  (рис. 4) не вызвало осцилляции  $\eta$ ), который значительно превышал время стирания первоначальной решетки (участок  $CD$  на рис. 4). Поэтому к моменту окончания стирания неоднородность  $n_T^*$  не могла существенно уменьшиться, что в ходе дальнейшего освещения образца могло



**Рис. 4.** Временная зависимость дифракционной эффективности, взятая из работы [6].

обеспечить запись вторичной (противофазной) решетки (участок  $DE$ ). Однако с течением времени однородная засветка должна привести к выравниванию заполнения  $T$ -уровней, что в свою очередь вызовет стирание вторично записанной решетки, как это и наблюдалось в эксперименте (рис. 4).

В действительности обсуждаемый эффект проявился в [6] только в случае записи решеток с очень малым периодом, сравнимым с диффузионной длиной ( $L_d \sim 0.3 \mu\text{m}$ ). Данный факт указывает на то, что неоднородность  $n_T^*$ , возникающая только за счет рассмотренного механизма, была, по-видимому, недостаточна для записи голограмм с заметной величиной  $\eta^{sec}$ . (На основании данных на рис. 4 и выражения (19) контраст  $n_T^*(x, k)$  можно оценить величиной  $\sim 10^{-1}$ , что обеспечивает отношение  $\eta^{sec}/\eta^{pr} \sim 10^{-2}$ . Экспериментально же наблюдаемая величина данного отношения составляла  $\sim 10^{-1}$ .) Дополнительный, точнее, основной вклад в формирование контраста  $n_T^*(x, k)$  в области высоких пространственных частот, на наш взгляд, внесли положительная и/или отрицательная компонента  $\rho^{pr}(x, k)$ . Максимум первой компоненты, образуемой положительно заряженными донорами, находится в области максимума  $I(x)$ , а максимум второй, связанной с захватом электронов на локальные уровни, наоборот — в области минимума  $I(x)$ . Следовательно, если в формировании  $\rho^{pr}(x, k)$ , пусть даже частично, будут принимать участие  $T$ -уровни, то глубина модуляции решетки  $n_T^*(x, k)$  может превысить то значение, которое обеспечивал рассмотренный выше механизм. Причем, поскольку  $\rho^{pr}(x, k) \propto k^2$ , то вклад заряда в модуляцию  $n_T^*(x, k)$  действительно существенно растёт с увеличением пространственной частоты записываемых решеток. При преобладании (начиная с некоторого значения  $k$ ) данного вклада в неоднородность  $n_T^*(x)$  над первым должен наблюдаться резкий рост  $\eta_s^{sec} \propto k^6$  вплоть до значений  $kL_d \leq 1$ , а далее  $\propto k^2$ . Этим, по-видимому, и объясняется наблюдение в [6] обсуждаемого эффекта только при записи решеток с высокими значениями  $k$ .

Итак, как мы видим, объяснение особенностей наблюдавшегося в [6] эффекта также вполне возможно без привлечения идеи биполярности фото- или темновой проводимости ВТО, высказанной в [6] и развитой позже в работе [11]. Говоря же теперь в целом о результатах проведенного анализа, следует еще раз подчеркнуть, что в общем случае для правильной интерпретации и детального описания процесса голографической записи в фоторефрактивных средах необходимо иметь точные данные о релаксации фотопроводимости образца, наблюдаемой в экспериментальных условиях, соответствующих условиям записи голограмм.

Таким образом, как показывают результаты настоящей работы, одновременная реализация условий нестационарности и нелинейности фотопроводимости при записи голограмм в фоторефрактивных кристаллах требует учета возникающей в этом случае специфики установления стационарного состояния освещаемого образца. Одним

из проявлений этой специфики является немонотонность выхода дифракционной эффективности голограмм на стационарное значение, наблюдавшаяся ранее в ряде экспериментов на кристаллах силленитов [4–6]. Проведенный анализ показал, что обнаруженные в работах [4–6] эффекты могут быть объяснены, по крайней мере на качественном уровне, и без привлечения идеи биполярности фотопроводимости силленитов. Основой же для детального количественного описания процесса голографической записи в фоторефрактивных кристаллах, особенно протекающего в обсуждаемых условиях, должны стать исследования кинетики фотопроводимости используемых образцов.

## Список литературы

- [1] И.В. Кухтарев. Письма в ЖТФ **2**, 1114 (1976).
- [2] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. Наука, СПб. (1992). 317 с.
- [3] С.М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Физматгиз, М. (1963). 494 с.
- [4] А.А. Камшин, М.П. Петров. ФТТ **23**, 3110 (1981).
- [5] S.G. Odulov, K.V. Shcherbin, A.N. Shumelyuk. J. Opt. Soc. Am. **B11**, 1780 (1994).
- [6] M. Miteva, L. Nikolova. Opt. Commun. **67**, 192 (1988).
- [7] А.И. Грачев. ФТТ **40**, 2178 (1998).
- [8] А.И. Грачев. ФТТ **26**, 227 (1984).
- [9] В.Н. Астратов, А.В. Ильинский, М.Б. Мельников. ФТТ **25**, 2163 (1983).
- [10] В.К. Малиновский, О.А. Гудаев, В.А. Гусев. Фотоиндуцированные явления в силленитах. Наука, Новосибирск (1990). 159 с.
- [11] S. Zvykova, M. Miteva. J. Appl. Phys. **68**, 3099 (1990).