Фоторефрактивный эффект в кристаллах силленитов с мелкими ловушками в знакопеременном электрическом поле

© О.В. Кобозев, С.М. Шандаров, Р.В. Литвинов, Ю.Ф. Каргин*, В.В. Волков*

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
634050 Томск, Россия
*Институт общей и неорганической химии Российской академии наук,
117907 Москва, Россия

E-mail: oleg@horizont.tmsk.ru
shand@stack.ru

(Поступила в Редакцию 3 декабря 1997 г.
В окончательной редакции 16 апреля 1998 г.)

Представлены результаты теоретического анализа фоторефрактивного отклика в кристаллах с мелкими ловушками при приложении знакопеременного электрического поля в форме меандра. Разработанная методика численного анализа не накладывает ограничений на частоту внешнего поля и период фоторефрактивной решетки. На основе проведенных исследований двухпучкового взаимодействия в кристалле $Bi_{12}SiO_{20}:Cd$ при приложении знакопеременного электрического поля в форме меандра сделана оценка параметров, характеризующих глубокие донорные и мелкие ловушечные центры.

Фоторефрактивные эффекты в кристаллах силленитов $Bi_{12}SiO_{20}$, $Bi_{12}GeO_{20}$ и $Bi_{12}TiO_{20}$ интенсивно изучаются более 20 лет [1–12]. Данные явления связаны с формированием в кристалле поля пространственного заряда под воздействием неоднородного освещения и с модуляцией этим полем показателя преломления среды вследствие линейного электрооптического эффекта. Сравнительно малые электрооптические постоянные силленитов ($\sim 5\,\mathrm{pm/V}$) требуют приложения к ним внешних электрических полей для увеличения фоторефрактивного отклика [3–6]. С технической точки зрения более простым оказывается применение знакопеременного поля [3].

В работах [8,9] было продемонстрировано, что амплитуда фоторефрактивной решетки в кристаллах силленитов зависит от частоты f_0 внешнего знакопеременного поля. При теоретическом анализе фоторефрактивного отклика, учитывающем его зависимость от частоты внешнего поля [8–12], используется, как правило, элементарная модель зонного переноса в кристалле с одним частично компенсированным донорным уровнем [13]. В работе [14] отмечалось, что достаточно полный анализ фоторефрактивных эффектов в кристаллах силленитов невозможен без учета такой их характерной особенности, как сложная структура примесных уровней, расположенных в запрещенной зоне [15,16]. Для объяснения темнового стирания фоторефрактивных решеток в кристалле $Bi_{12}SiO_{20}$ автором [17] использована модель фоторефрактивного кристалла, включающая глубокий донорный и мелкий ловушечный уровни. Подробному теоретическому анализу фоторефрактивных эффектов в рамках данной модели кристалла при отсутствии внешнего поля и в приближении низкой интенсивности света посвящена работа [18]. Авторами работы [19] на основе вероятностного подхода найдена амплитуда фоторефрактивной решетки в присутствии высокочастотного внешнего меандрового поля в кристалле с глубоким донорным и мелким ловушечным уровнями. Однако полученные ими результаты применимы только к решеткам, пространственный период которых значительно превышает диффузионную и дрейфовую длины.

В данной работе представлены результаты теоретического анализа поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки в кристалле с мелкими ловушками, помещенном во внешнее электрическое поле меандровой формы, без ограничений на пространственный период интерференционной картины. Экспериментальные исследования эффективности двухпучкового взаимодействия проведены на образце легированного кадмием кристалла $Bi_{12}SiO_{20}:Cd$, в котором ранее наблюдались генерация пространственных субгармоник фоторефрактивной решетки [20] и зависимость коэффициента двухпучкового усиления от интенсивности света, предположительно связанная с присутствием мелких ловушечных центров [21].

1. Теория

Модель энергетических уровней фоторефрактивного кристалла для доминирующей электронной фотопроводимости, включающая глубокие доноры и мелкие электронные ловушки, была рассмотрена в [18]. Этой модели соответствуют материальные уравнения

$$\frac{\partial N_D^i}{\partial t} = s_D I (N_D - N_D^i) - \gamma_D n N_D^i, \tag{1}$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -(s_T I + \beta) M + \gamma_T n (M_T - M), \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(N_D^i - M - n) + \frac{1}{e}\nabla \cdot \mathbf{j} = 0, \tag{3}$$

$$\mathbf{j} = e\mu n \mathbf{E} + \mu k_B T \nabla n, \tag{4}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{e}{\varepsilon}(n - N_D^i + N_A + M), \tag{5}$$

где N_D, M_T и N_A — общие концентрации доноров, мелких ловушек и акцепторов, N_D^i, M и n — концентрации ионизированных доноров, заполненных мелких ловушек и электронов, $\mathbf{j}$ — плотность электронного тока, $\mathbf{E}$ — электрическое поле, s_D, s_T и γ_D, γ_T — сечения фотоионизации и постоянные рекомбинации для глубоких доноров (D) и мелких ловушек (T), β — коэффициент термического возбуждения мелких ловушек, μ — подвижность электронов, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, e — элементарный электрический заряд, ε — статическая диэлектрическая проницаемость кристалла.

Рассмотрим поле пространственного заряда фоторефрактивной решетки, формирующейся в кристалле при взаимодействии двух пучков с интенсивностями I_1 и I_2. Для световой интерференционной картины

$$I = I_0\big[1 + m\cos(Kz)\big], \tag{6}$$

где $I_0 = I_1 + I_2$ — средняя интенсивность, m — глубина модуляции; полагаем, что вектор решетки $\mathbf{K} = K\mathbf{z}_0$ и приложенное поле $\mathbf{E}_0 = E_0\mathbf{z}_0$ направлены вдоль оси Z координатной системы. Если глубина модуляции мала ($m \ll 1$), то уравнения (1)–(5) могут быть линеаризованы представлением решений для функций $N_D^i(z,t)$, $M(z,t)$, $n(z,t)$ и $E(z,t)$ в виде [18]

$$F = F_0(t) + 0.5\Big[F_1(t)\exp(-iKz) + F_1^*(t)\exp(iKz)\Big]. \tag{7}$$

Представляя среднюю концентрацию ионизированных доноров как $N_{D0}^i = N_A + N_0$, воспользуемся приближением низкой интенсивности света I_0, когда средняя концентрация электронов n_0 удовлетворяет наравенствам $n_0 \ll N_0$, $n_0 \ll M_0$. В этом случае время рекомбинации электронов существенно меньше времени релаксации мелких ловушек, и условие сохранения заряда $N_0 = M_0 + n_0$ упрощается до $N_0 \approx M_0$, а средние концентрации заполненных ловушек и электронов могут быть получены в виде [18,21]

$$M_0 = \frac{1}{2\delta}\bigg[(N_D + M_T - N_A\delta) - \sqrt{(N_D + M_T - N_A\delta)^2 - 4(N_D - N_A)M_T\delta}\,\bigg], \tag{8}$$

$$n_0 = \frac{s_D I_0(N_D - N_A - N_0)}{\gamma_D(N_A + N_0)}, \tag{9}$$

где $\delta = 1 - s_T\gamma_D/(s_D\gamma_T) - \beta\gamma_D/(s_D\gamma_T I_0)$.

2. Динамика поведения решеток во внешнем электрическом поле

На характер поведения во времени решеток пространственного заряда на глубоких донорах и мелких ловушках будет влиять динамика установления средних значений этих величин. При использовании некогерентных пучков (основного и сигнального) можно ограничиться рассмотрением только стационарных значений для n_0, N_0 и M_0. После достижения стационара для n_0, N_0 и M_0 мы можем восстановить когерентность пучков для обеспечения двухпучкового взаимодействия [22].

В этом случае, используя разложения (7), из уравнений (1)–(5) получим систему дифференциальных уравнений для первых пространственных гармоник объемного заряда

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{N_1}{\tau_1} - \frac{n_1}{\tau_R'} + mI_0 s_D(N_d - N_A - N_0), \tag{10}$$

$$\frac{dM_1}{dt} = -\frac{M_1}{\tau_T} - \frac{n_1}{\tau_\Delta} - mI_0 s_T M_0, \tag{11}$$

$$\begin{aligned}\frac{dn_1}{dt} = &- N_1\left(\frac{1}{\tau_I} - \frac{1}{\tau_{di}}\right) \\ &- M_1\left(\frac{1}{\tau_{di}} - \frac{1}{\tau_T}\right) - n_1\left(\frac{1+R}{\tau_R'} + \frac{1}{\tau_\Delta}\right) \\ &+ mI_0\Big\{s_D\big(N_D - N_A - N_0\big) + s_T M_0\Big\}.\end{aligned} \tag{12}$$

Решения уравнений (10)–(12) и (5) при постоянном внешнем поле имеют вид

$$\begin{aligned}F_1(t) = F_{10} &+ \Delta F_1\exp(p_1 t) \\ &+ \Delta F_2\exp(p_2 t) + \Delta F_3\exp(p_3 t),\end{aligned} \tag{13}$$

$$E_1(t) = i\,\frac{e}{\varepsilon K}\Big(N_1(t) - M_1(t) - n_1(t)\Big). \tag{14}$$

Под $F_1(t)$ подразумеваются амплитуды первых пространственных гармоник $N_1(t)$, $M_1(t)$ и $n_1(t)$. Стационарные значения плотности зарядов N_{10}, M_{10} и n_{10} определяются выражениями

$$N_{10} = mI_0\tau_I \times \frac{s_D(\tau_R'\tau_T + \tau_{di}\tau_\Delta R)(N_D - N_A - N_0) - s_T\tau_T\tau_\Delta M_0}{\tau_\Delta(\tau_{di}R + \tau_I) + \tau_R'\tau_T}, \tag{15}$$

$$M_{10} = mI_0\tau_T \times \frac{\tau_R'\tau_I s_D(N_D - N_A - N_0) - s_T\tau_\Delta(\tau_{di}R + \tau_I)M_0}{\tau_\Delta(\tau_{di}R + \tau_I) + \tau_R'\tau_T}, \tag{16}$$

$$n_{10} = mI_0\tau_R'\tau_\Delta\frac{s_D\tau_I(N_D - N_A - N_0) + s_T\tau_T M_0}{\tau_\Delta(\tau_{di}R + \tau_I) + \tau_R'\tau_T}, \tag{17}$$

где $E_D = Kk_\mathrm{B}T/e$, $E_q' = e(N_A + N_0)\big(1 - (N_A - N_0)/N_D\big)/\varepsilon K$, $\tau_R' = 1/\gamma_D(N_A + N_0)$, $\tau_\Delta = 1/\gamma_T(M_T - M_0)$, $\tau_I = 1/(s_D I_0 + \gamma_D n_0)$, $\tau_T = 1/(s_D I_0 + \beta + \gamma_T n_0)$. Комплексные постоянные p_1, p_2 и p_3 имеют отрицательную реальную часть, определяют динамику поведения решеток пространственного заряда и определяются уравнением

$$p^3 + p^2\left\{\frac{1}{\tau_I} + \frac{1}{\tau_T} + \frac{1}{\tau_\Delta} + \frac{1+R}{\tau'_R}\right\}$$
$$+ p\left\{\frac{R}{\tau'_R}\left(\frac{1}{\tau_I} + \frac{1}{\tau_T}\right) + \frac{1}{\tau'_R}\left(\frac{1}{\tau_T} + \frac{1}{\tau_{di}}\right)\right.$$
$$\left. + \frac{1}{\tau_\Delta}\left(\frac{1}{\tau_I} + \frac{1}{\tau_{di}}\right) + \frac{1}{\tau_I\tau_T}\right\}$$
$$+ \left\{\left(\frac{R}{\tau_I} + \frac{1}{\tau_{di}}\right)\frac{1}{\tau_T\tau'_R} + \frac{1}{\tau_I\tau_{di}\tau_\Delta}\right\} = 0, \qquad (18)$$

где $R = (E_D/E'_\mu + iE_0/E'_\mu + \tau'_R/\tau_{di})$, $E'_\mu = 1/(K\mu\tau'_R)$ и $\tau_{di} = \varepsilon/(e\mu n_0)$ — время диэлектрической релаксации. Коэффициенты $\Delta M_{1,2,3}$, $\Delta n_{1,2,3}$ и $\Delta N_{1,2,3}$ связаны соотношениями

$$\Delta M_{1,2,3} = \left[-\frac{\tau'_R(1/\tau_I + p_{1,2,3}}{\tau_\Delta(1/\tau_T + p_{1,2,3})}\right]\Delta N_{1,2,3},$$

$$\Delta n_{1,2,3} = \left[-\tau'_R(1/\tau_I + p_{1,2,3})\right]\Delta N_{1,2,3} \qquad (19)$$

и могут быть найдены из начальных условий.

Когда пучки когерентны и к кристаллу приложено внешнее меандровое поле $E_0(t)$, в нем происходит нарастание решеток объемного заряда до установления квазистационарного режима. Будем рассматривать только квазистационарный режим, в котором амплитуды решеток являются периодическими функциями времени. Используя известную методику сшивания решений для положительного и отрицательного полупериодов поля $E_0(t)$, на основе условий непрерывности и периодичности [7] и соотношений (19) мы получили систему из шести линейный уравнений для коэффициентов $\Delta N_1^\pm$, $\Delta N_2^\pm$, $\Delta N_3^\pm$, которую в дальнейшем решали численно для каждой искомой точки.

3. Анализ частотных зависимостей амплитуды поля пространственного заряда

Как известно [3,4], мнимая часть поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки определяет коэффициент двухпучкового усиления

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda}\, n_c^3 r_{\text{eff}} \frac{\text{Im}\,(E_1)}{m}, \qquad (20)$$

где λ — длина волны света, n_c — показатель преломления кристалла, r_{eff} — эффективная электрооптическая постоянная.

На рис. 1 представлены частотные зависимости величины $\text{Im}\,(E_1)/m$ для кристаллов с одним глубоким донорным уровнем (кривые *1–3*) и для кристаллов с глубоким донорным и мелким ловушечным уровнями (кривые *4–8*) при амплитуде внешнего поля $E_0 = 10$ kV/cm и периоде

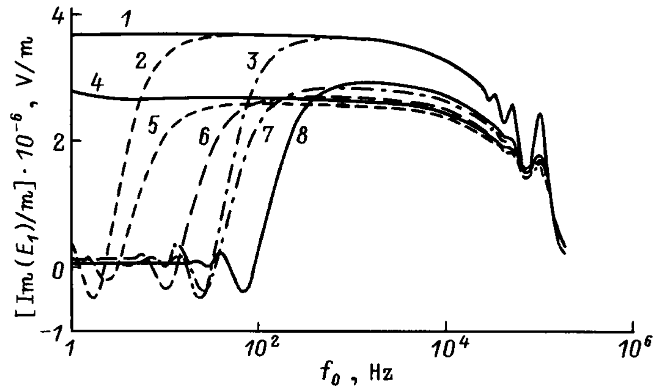

Рис. 1. Частотные зависимости поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки в кристалле с одним фотоактивным уровнем (*1–3*) и в кристалле с глубоким донорным и мелким ловушечным уровнями (*4–8*). Кривые соответствуют средней интенсивности света I_0 (W/m^2): *1, 4* — 2, *2, 5* — 100, *3, 7* — 1400, *6* — 500, *8* — 4000.

фоторефрактивной решетки $\Lambda = 15\,\mu$m. При расчетах материальные параметры, относящиеся к глубокому уровню, соответствовали используемым в работе [11]: $N_D = 10^{25}\,\text{m}^{-3}$, $N_A = 10^{22}\,\text{m}^{-3}$, $\mu = 3\cdot 10^{-6}\,\text{m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, $\gamma_D = 1.65\cdot 10^{-17}\,\text{m}^3/\text{s}$, $s_D = 2\cdot 10^{-5}\,\text{m}^2/\text{J}$. Параметры, описывающие мелкий уровень, принимались равными $s_T = s_D$, $\gamma_T = \gamma_D$, $\beta = 5\,\text{s}^{-1}$ и $M_T = 0.8\cdot 10^{22}\,\text{m}^{-3}$.

Как отмечалось в работах [10,11], посвященных анализу частотных зависимостей фоторефрактивного отклика в рамках одноуровневой модели, здесь существуют две четко выраженные резонансные области: низкочастотная и высокочастотная. Увеличение средней интенсивности света I_0 приводит к смещению низкочастотных резонансов на более высокие частоты, однако не сказывается на высокочастотных резонансах. Характерно, что существует промежуточная область частот с почти постоянной амплитудой поля пространственного заряда, расширяющаяся с уменьшением интенсивности света. В этой области малы как низкочастотные, так и высокочастотные колебания поля пространственного заряда и справедливы известные приближенные соотношения [6] для кристалла с одним донорным уровнем

$$E_1 = imE_q\,\frac{E_0^2 + E_D(E_D + E_\mu)}{E_0^2 + (E_D + E_q)(E_D + E_\mu)}. \qquad (21)$$

В кристалле с мелкими ловушками в отличие от одноуровневого кристалла амплитуда поля E_1 в промежуточной области зависит от средней интенсивности света I_0. Характер этой зависимости определяется как материальными параметрами кристалла, так и условиями взаимодействия (пространственным периодом решетки Λ и амплитудой внешнего поля E_0) и будет более подробно обсуждаться далее.

Резонансы на частотной зависимости фоторефрактивного отклика в области высоких и низких частот связаны с колебательным характером его динамики во внешнем

Характеристические постоянные для кристаллов с глубокими донорными центрами и мелкими ловушками и с единственным фотоактивным уровнем при различных значениях средней интенсивности света

$I_0, \mathrm{W/m^2}$	$M_T = 0.8 \cdot 10^{22}\,\mathrm{m^{-3}}$			$M_T \approx 0$	
	p_1	$p_2 \cdot 10^{-6}$	p_3	p_1	$p_2 \cdot 10^{-6}$
2	$-0.094 + i0.289$	$-0.311 - i1.257$	$-4.99 - i0.274$	$-0.082 + i0.294$	$-0.179 - i1.257$
100	$-8.53 + i20.8$	$-0.311 - i1.257$	$-5.03 + i0.255$	$-4.13 + i14.9$	$-0.179 - i1.257$
500	$-29.3 + i87.0$	$-0.311 - i1.257$	$-10.9 + i0.042$	$-20.5 + i73.7$	$-0.179 - i1.257$
1400	$-72.3 + i220$	$-0.312 - i1.257$	$-21.6 + i0.0097$	$-57.6 + i206$	$-0.180 - i1.257$
4000	$-194 + i591$	$-0.313 - i1.257$	$-51.3 + i0.00167$	$-166 + i588$	$-0.183 - i1.257$

электрическом поле [9,12]. Мнимые части постоянных p_k $(k = 1, 2, 3)$, характеризующие эти колебания, могут быть сопоставимы с частотами ω_k волн перезарядки ловушек [23,24], рассмотренных в работах [12,25] применительно к фоторефрактивному отклику кристалла в низкочастотной области. Добротность волн перезарядки ловушек Q_k, которая равна отношению частоты ω_k к реальной части постоянной p_k [12], определяет остроту наблюдаемых резонансов. В таблице представлены значения постоянных p_k для рассмотренных выше условий анализа частотных зависимостей, приведенных на рис. 1. Постоянная p_1 в данном случае описывает низкочастотные колебания поля пространственного заряда, обусловленные перезарядкой глубоких донорных центров. Добротность этой волны перезарядки ловушек в кристалле с одним фотоактивным уровнем не зависит от средней интенсивности света и принимает значение $Q_1 \approx 3.6$. В кристалле с мелкими ловушками добротность минимальна при $I_0 = 100\,\mathrm{W/m^2}$ $(Q \approx 2.4)$ и слабо зависит от интенсивности при $I_0 > 500\,\mathrm{W/m^2}$ $(Q \approx 3)$. Более низкая добротность приводит к менее выраженным резонансным пикам в низкочастотной области для двухуровневого кристалла, чем для одноуровневого (рис. 1).

Положение резонансов в высокочастотной области зависит от мнимой части постоянной p_2 и может быть найдено из соотношения

$$\omega_2 T_0/2 = 2\pi\nu, \qquad \nu = 1, 2, 3 \ldots. \tag{22}$$

Частота высокочастотной волны перезарядки ловушек ω_2 не зависит от интенсивности света I_0 и одинакова как для одноуровневой, так и для двухуровневой модели кристалла. Однако добротность Q_2 и острота резонансов на высоких частотах снижаются при наличии в кристалле мелких ловушек. Постоянная p_3 характеризует процессы, связанные с вкладом мелких ловушек в фоторефрактивный отклик и имеющие очень малую добротность $Q_3 \ll 1$ в рассматриваемом случае. Поэтому здесь не наблюдается резонансов, связанных исключительно с мелкими ловушками.

4. Поле пространственного заряда в промежуточной области частот

На промежуточных частотах выполняется условие $-Re(p_2 T_0/2) \gg 1$, т.е. высокочастотные колебания быстро затухают после каждого переключения внешнего поля и их вкладом можно пренебречь. В этом случае можно положить в уравнении (12) $\partial n_1/\partial t = 0$, в уравнениях (13) $\Delta N_2 = 0$ и $\Delta M_2 = 0$, свести уравнение (18) для постоянных p_k к квадратному и получить из условий непрерывности и периодичности систему четырех линейных уравнений для определения постоянных $\Delta N_1^{\pm}$, $\Delta N_3^{\pm}$. Кроме того, в промежуточной области частот внешнего поля выполняется условие $|p_{1,3} T_0/2| \ll 1$, и амплитуда установившихся колебаний поля пространственного заряда существенно меньше среднего значения его амплитуды. Это позволяет разложить экспоненциальные функции в решениях (13) для $N_1(t)$ и $M_1(t)$ в ряд и ограничиться первыми двумя членами разложения, а также отыскивать решение для любого удобного момента времени на периоде внешнего поля.

Амплитуда первой пространственной гармоники электрического поля в момент времени $t = 0$ в рамках этих предположений может быть представлена в виде

$$E_1(0) = \frac{E_{10} p_1 p_3 - E_{10}^* p_1^* p_3^*}{p_1 p_3 + p_1^* p_3^*}, \tag{23}$$

где $E_{10} = ie(N_{10} - M_{10})/(\varepsilon K)$. Используя далее аналитические выражения для корней p_1 и p_3, приближение низкой световой интенсивности и соотношения (15) и (16) для N_{10}, M_{10}, а также пренебрегая малыми членами порядка $\tau_R'/\tau_{di} \ll 1$, мы получили выражение для амплитуды $E_1(0)$ в виде

$$E_1(0) = \mathrm{Im}\, E_q' \times \frac{\Big\{E_D\big[E_D + E_\mu'(1 + \tau_R'/\tau_\Delta)\big] + E_0^2\Big\} \times \Big(1 + \tau_R'\tau_T/(\tau_\Delta\tau_I) s_T I_0/(\beta + s_T I_0)\Big)}{\Big\{\big[E_D + E_\mu'(1 + \tau_R'/\tau_\Delta)\big]\Big[E_D + E_q'\Big(1 + \tau_R'\tau_T/(\tau_\Delta\tau_I)\Big)\Big] + E_0^2\Big\}}. \tag{24}$$

Полученное нами выражение (24) для амплитуды первой пространственной гармоники поля пространственного заряда в кристалле с мелкими ловушками, помещенном в меандровое поле с частотой в промежуточной области, при стремлении их концентрации M_T к нулю сводится к известному выражению (21) для кристалла с единственным глубоким ловушечным уровнем [7]. Наличие мелких ловушек приводит в первую очередь к перенормировке времени рекомбинации $\tau'_R = 1/\gamma_D(N_A + N_0)$, дрейфового поля $E'_\mu = 1/K\mu\tau'_R$ и поля насыщения ловушек $E_q \approx e(N_A + N_0)/\varepsilon K$. Это связано с увеличением средней концентрации ионизированных доноров $\tilde{N}_D^+ = N_A + N_0$ за счет оседания электронов на мелких ловушках при освещении кристалла. Кроме того, соотношение (24) учитывает влияние термической генерации электронов с мелких ловушек в зону проводимости на поле пространственного заряда и перераспределение скоростей рекомбинации электронов на мелкий и глубокий уровни при заселении мелких ловушек.

5. Методика эксперимента

Исследования проводились на образце размером $10.1 \times 8.1 \times 7.9$ mm по осям [110], $[1\bar{1}0]$ и [001], вырезанном из кристалла $Bi_{12}SiO_{20}$:Cd, выращенного методом Чохральского. Ранее в этом кристалле наблюдались генерация пространственных субгармоник фоторефрактивной решетки [20] и зависимость коэффициента двухпучкового усиления в отсутствие внешнего поля от интенсивности света [21]. Такая зависимость была связана с присутствием мелких ловушечных центров.

В экспериментах использовалось излучение от He–Ne-лазера с длиной волны $\lambda = 0.633\,\mu$m и максимальной мощностью ~ 50 mW. Экспериментальная установка схематично изображена на рис. 2. Луч лазера делился на два равных по мощности пучка полупрозрачным зеркалом *1*. Сигнальный пучок I_S ослаблялся нейтральными светофильтрами *2* в 100–2000 раз. Зеркала *3* и *4* обеспечивали схождение сигнального и опорного пучков в кристалле. Зеркало *3* было приклеено к динамической головке *5*, позволяющей создать сигнальный пучок, некогерентный с опорным I_p, при подаче на него синусоидального переменного напряжения частотой ~ 400 Hz. Мощность сигнального пучка после прохождения кристалла *6* измерялась с помощью калиброванного фотодиода *7*.

Пространственный период решетки регулировался изменением угла схождения пучков βe, при этом биссектриса этого угла ориентировалась вдоль нормали к входной грани образца (110), а вектор фоторефрактивной решетки — параллельно оси [001]. Высокое напряжение меандровой формы прикладывалось к граням кристалла (001) с помощью медных электродов. Для исследования частотных зависимостей фоторефрактивного отклика в диапазоне от 100 Hz до 5 kHz нами использовались два генератора, обеспечивающие амплитуду меандрового напряжения от 2.5 до 8 kV.

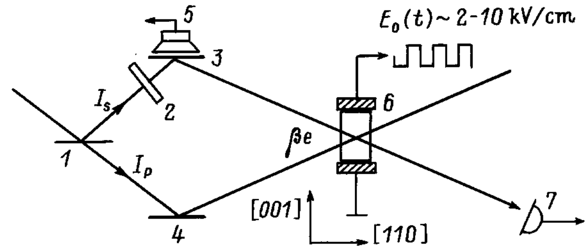

Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

При подготовке эксперимента использовались сигнальный и опорный пучки, некогерентные между собой. Эти пучки засвечивали кристалл в течение интервала времени, за который средние концентрации N_0, M_0 и n_0 достигали стационарных значений. Далее выключался генератор звуковых колебаний для остановки зеркала и взаимодействующие пучки становились когерентными, т. е. формировали в кристалле стационарную интерференционную картину. С этого момента происходило формирование решетки, амплитуда которой достигала стационарного значения за время ~ 200 s. Значения интенсивности сигнального пучка на выходе кристалла при некогерентном пучке накачки $I_{IN}(d)$ и при когерентной накачке после достижения стационара $I_{CO}(d)$ использовались для нахождения коэффициента двухпучкового усиления [22]

$$\Gamma = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{I_{CO}(d)}{I_{IN}(d)}\right). \tag{25}$$

6. Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 3 изображены экспериментальные зависимости коэффициента двухпучкового усиления от частоты внешнего поля, измеренные при пространственном периоде решетки $\Lambda = 7.3$ и $42\,\mu$m, при средней интенсивности света $I_0 = 8800$ W/m^2. Основной проблемой при подгонке представленных здесь же теоретических кривых под экспериментальные данные было отсутствие сведений по материальным параметрам исследованного кристалла в рамках двухуровневой модели. Нами за основу были взяты параметры $N_D = 10^{25}$ m^{-3} и $\mu = 2 \cdot 10^{-6}$ m$^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ и условие $N_A \ll N_D$, характерные для номинально чистого кристалла $Bi_{12}SiO_{20}$ [11], а также равенство сечений фотоионизации $s_T = s_D$. В этом случае из экспериментального значения коэффициента поглощения $\alpha_0 = 0.15$ cm^{-1} получаем значение $s_D = \alpha_0/(\hbar\omega N_D) = 4.8 \cdot 10^{-6}$ m^2/J. Путем подгонки были определены остальные материальные параметры: концентрация акцепторов $N_A = 2 \cdot 10^{21}$ m^{-3}, общее количество мелких ловушек $M_T = 2 \cdot 10^{21}$ m^{-3}, постоянная рекомбинации на глубоких донорах $\gamma_D = 0.83 \cdot 10^{-17}$ m$^3 \cdot$ s^{-1}, постоянная рекомбинации на

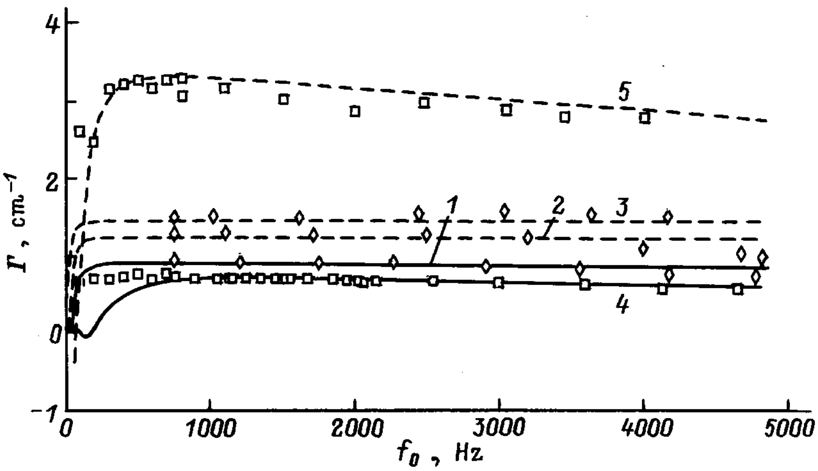

Рис. 3. Частотные зависимости коэффициента двухпучкового усиления при пространственном периоде фоторефрактивной решетки $\Lambda = 7.3$ (*1–3*) и $42\,\mu$m (*4, 5*). Кривые *1–5* соответствуют внешнему электрическому полю $E_0 = 3.1$, 5.2, 8.9, 3.2 и 8.9 kV/cm.

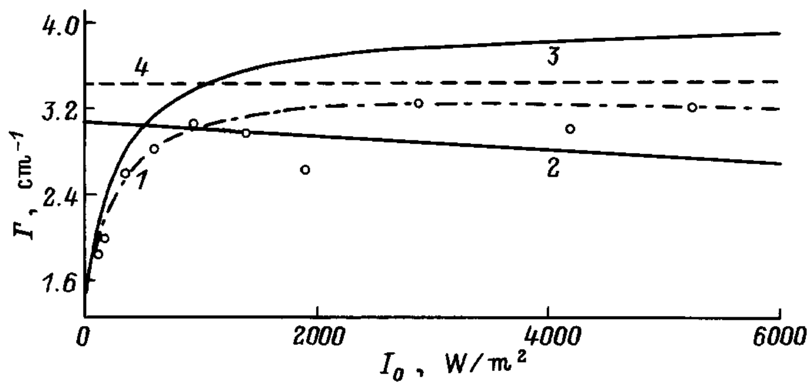

Рис. 4. Зависимости коэффициента двухпучкового усиления от средней интенсивности света. *1* и *2* — расчет по точной методике при $M_T = 2 \cdot 10^{21}\,\mathrm{m}^{-3}$ и $M_T = 0$, *3* и *4* — расчет по приближенным формулам (24) и (21).

мелких ловушках $\gamma_T = 4.95 \cdot 10^{-17}\,\mathrm{m}^3 \cdot \mathrm{s}^{-1}$ и скорость термического возбуждения $\beta = 8\,\mathrm{s}^{-1}$. Отметим также разброс в использованных значениях электрооптических постоянных от $r_{\mathrm{eff}} = 0.64$ pm/V при $E_0 = 8.9$ kV/cm до $r_{\mathrm{eff}} = 0.74$ pm/V при $E_0 = 3.1$ kV/cm ($\Lambda = 42\,\mu$m). Эти различия могут быть связаны как с неконтролируемыми изменениями состояния поляризации световых пучков для различных экспериментов, так и с зависимостью эффективных электрооптических постоянных от внешнего поля [26].

За исключением области частот ниже 600 Hz для кривой *4* на рис. 3, теоретические частотные зависимости хорошо согласуются с экспериментальными данными. Отмеченное расхождение для кривой *4* может быть связано с недостаточно правильным выбором использованных материальных параметров.

Основным аргументом для предположения о существовании мелких ловушек в исследуемом кристалле является зависимость коэффициента двухпучкового усиления от интенсивности света, наблюдавшаяся ранее [21] в отсутствие внешнего поля. Анализ зависимостей фоторефрактивного отклика от частоты внешнего поля, представленных на рис. 1, показывает, что в промежуточной области частот амплитуда поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки слабо зависит от средней интенсивности I_0 в кристалле с одним фотоактивным уровнем ($M_T \approx 0$). Напротив, в кристаллах с мелкими ловушками, при $M_T \approx N_A$, такая зависимость $E_1(I_0)$ должна проявляться достаточно сильно. Экспериментально зависимость коэффициента двухпучкового усиления от суммарной интенсивности пучков I_0 исследована нами для внешнего поля с частотой $f_0 = 2.025$ kHz и амплитудой $E_0 = 8.9$ kV/cm при пространственном периоде решетки $\Lambda = 42\,\mu$m. Представленные на рис. 4 экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетной зависимостью (кривая *1*), полученной для кристалла с концентрацией мелких ловушек $M_T = 2 \cdot 10^{21}\,\mathrm{m}^{-3}$. Разброс экспериментальных точек при $I_0 > 1000\,\mathrm{W/m}^2$ связан с ошибками измерения интенсивности усиленного сигнального пучка вследствие значительного фотоиндуцированного рассеяния света.

Отметим, что расчеты предсказывают наличие слабой зависимости коэффициента двухпучкового усиления от интенсивности и в кристалле без мелких ловушек, при $M_T = 0$ (кривая *2*). Кривые *1* и *2* рассчитаны по описанной выше методике численного анализа на основе соотношений (15)–(19) и материальных параметров кристалла, использованных при расчете частотных зависимостей $\Gamma(f_0)$ (рис. 3). Кривая *3* рассчитана по приближенной формуле (24). Этот подход справедлив при низкой интенсивности света I_0 и только для промежуточной области частот внешнего поля. Анализ показывает, что в исследованном диапазоне световых интенсивностей частота $f_0 = 2.025\,\mathrm{kHz}$, для которой проводился эксперимент, выходит за пределы промежуточной области. Поэтому кривая *3* дает завышенные значения коэффициента двухпучкового усиления, качественно согласуясь с результатами точного расчета (кривая *1*) и экспериментальной зависимостью. Прямая *4* на рис. 4 соответствует расчету по формуле (21) для кристалла с одним фотоактивным уровнем.

Таким образом, в данной работе рассмотрены фоторефрактивные решетки, формирующиеся в кристаллах силленитов с мелкими ловушками в присутствии знакопеременного внешнего электрического поля меандровой формы.

Авторы благодарят А.В. Решетько и С.Н. Питченко за помощь в создании экспериментальной установки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке фирмы "Стек".

Список литературы

[1] J.P. Huignard, F. Micheron. Appl. Phys. Lett. **29**, 591 (1976).
[2] Т.Г. Пенчева, С.И. Степанов. ФТТ **24**, *4*, 1214 (1982).
[3] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб. (1992). 320 с.
[4] S.I. Stepanov. Rep. Prog. Phys. **57**, 39 (1994).
[5] P. Refregier, L. Solymar, H. Rajbenbach, J.P. Huighard. J. Appl. Phys. **58**, 45 (1985).
[6] S.I. Stepanov, M.P. Petrov. Opt. Commun. **53**, 292 (1985).
[7] K. Walsh, A.K. Powell, C. Stace, T.J. Hall. J. Opt. Soc. Am. **B7**, 288 (1990).
[8] C. Besson, J.M.C. Jonathan, H. Villing, G. Pauliat, G. Roosen. Opt. Lett. **14**, 1359 (1989).
[9] G. Pauliat, A. Villing, J.C. Launay, G. Roosen. J. Opt. Soc. Am. **B7**, 1481 (1990).
[10] F. Vachss. J. Opt. Soc. Am. **B11**, 1045 (1994).
[11] A. Grunnet-Jepsen, I. Aubrecht, L. Solymar. Opt. Lett. **20**, 819 (1995).
[12] B.I. Sturman, M. Mann, J. Otten, K. Ringhofer. J. Opt. Soc. Am. **B10**, 1919 (1993).
[13] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii. Ferroelectrics **22**, 949 (1979).
[14] С.И. Степанов, Г.С. Трофимов. ЖТФ **55**, 559 (1985).
[15] В.И. Березкин. ФТТ **25**, *2*, 490 (1983).
[16] Yu.F. Kargin, V.M. Skorikov. Ferroelectrics **167**, 257 (1995).
[17] F.P. Strohkendl. J. Appl. Phys. **65**, 3773 (1989).
[18] P. Tayebati, D. Mahgerefteh. J. Opt. Soc. Am. **B8**, 1053 (1991).
[19] I. Biaggio, G. Roosen. J. Opt. Soc. Am. **B13**, 2306 (1996).
[20] Р.В. Литвинов, С.Н. Питченко, А.А. Решетько, С.М. Шандаров, Д.В. Якимов, В.В. Волков, Ю.Ф. Каргин, Е.П. Codershakov. Письма в ЖТФ **21**, *4*, 7 (1995).
[21] S.M. Shandarov, A.V. Reshet'ko, A.A. Emelyanov, O.V. Kobozev, M.G. Krause, Yu.F. Kargin, V.V. Volkov. Proc. SPIE **2969**, 202 (1996).
[22] M.H. Garrett, J.Y. Chang, H.P. Jenssen, C. Warde. J. Opt. Soc. Am. **B9**, 1407 (1992).
[23] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, Б.И. Фукс. ФТП **6**, *3*, 572 (1972).
[24] В.Н. Алимпиев, И.Р. Гуральник. ФТП **20**, *5*, 811 (1986).
[25] А.С. Фурман. ФТТ **29**, *4*, 1076 (1987).
[26] C. Stace, A.K. Powell, K. Walsh, T.J. Hall. Opt. Commun. **70**, *6*, 509 (1989).