

# Управляемое внешним переменным электрическим полем поведение решеток пространственного заряда в фоторефрактивных кристаллах

© Н.А. Гусак

Институт повышения квалификации и переподготовки кадров по новым направлениям развития техники, технологии и экономики Белорусского национального технического университета,  
220107 Минск, Белоруссия  
e-mail: rectorat@ipk.by

(Поступило в Редакцию 14 января 2013 г. В окончательный редакции 19 августа 2013 г.)

Исследованы особенности поведения решеток пространственного заряда, возбуждаемых в фоторефрактивных кристаллах при наличии внешнего электрического поля, изменяющегося во времени по степенному закону. Установлена существенная зависимость картины порождаемого процесса от величины параметра, определяющего приращение внешнего поля за время, равное времени возникновения решеток заряда в отсутствие поля. Выяснено, что при малых значениях этого параметра можно осуществлять наращивание заряда, подчиняющееся закону изменения поля, вызывать режим колебания заряда с возрастанием амплитуды и поддерживать разную степень присутствия в кристалле каждой из возбуждаемых решеток. Показано, что при больших значениях параметра заряд решеток растет прямо пропорционально времени внешнего воздействия. Это позволяет осуществлять управление его полем с помощью внешнего переменного электрического поля.

## Введение

В работах [1,2] была разработана непротиворечивая теория решеток пространственного заряда, возбуждаемых с помощью стоячей световой волны в фоторефрактивных кристаллах при наличии внешнего постоянного электрического поля. Она основывается на предположении, что при таком внешнем воздействии в кристалле формируются две решетки (пространственного заряда и свободных носителей), порождаемые световой волной, и еще одна пара инициируемых полем аналогичных решеток, сдвинутых на четверть периода вдоль волны. Эта дополнительная пара решеток является результатом взаимодействия решетки свободных носителей первой пары с внешним полем. В свою очередь и решетка свободных носителей второй пары также взаимодействует с этим полем, оказывая влияние на решетки первой пары. Исследование данной физической модели показало, что эффект колебания во времени заряда в присутствии постоянного электрического поля, впервые отмеченный в работе [3], органически встроен в закономерность взаимозависимого поведения всех четырех решеток.

Постоянство внешнего воздействия на систему, не обладающую собственными колебаниями [4], придает уникальность эффекту колебания заряда. Представляет интерес выяснить, насколько чувствительно его проявление к изменению поля и может ли замена поля постоянного на переменное заметно изменить поведение решеток пространственного заряда.

Выполненные исследования показали, что зависящее от времени электрическое поле способно вызывать такой отклик системы, который кардинально отличается от отклика в постоянном поле. Оказывается, с помощью переменного поля можно подавить колебательный режим и

подчинить поведение заряда закону изменения внешнего воздействия. Некоторые фрагментарные результаты этого исследования приведены в [5]. В настоящей работе представлена развернутая картина выявленных особенностей, на основе которой можно говорить о новой закономерности в поведении решеток пространственного заряда в фоторефрактивных кристаллах, вызванных внешним переменным электрическим полем.

## 1. Математическая модель

Будем считать, что внешнее поле с переменной напряженностью  $E_0$  направлено вдоль некоторой оси  $z$  фоторефрактивного кристалла. Пусть в момент времени  $t = 0$  в этом кристалле создается стоячая световая волна, интенсивность которой дается выражением

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

где  $I_0$  — среднее значение интенсивности,  $m$  — коэффициент модуляции и  $k$  — волновое число.

Предполагая, что при таких условиях, как и при постоянном поле, в зоне проводимости кристалла возбуждаются две решетки свободных носителей, представим их концентрацию  $N_e$  в виде

$$N_e = N_{e0}[1 + m_1 \cos(kz) + m_2 \sin(kz)], \quad (2)$$

где  $m_1, m_2$  — зависящие от времени коэффициенты модуляции концентрации электронов для этих решеток, а  $N_{e0}$  — среднее значение  $N_e$ .

Воспользуемся кухтаревской системой уравнений [3], включающей в себя уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{J} = 0, \quad (3)$$

уравнение Пуассона

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0 \varepsilon}, \quad (4)$$

выражение для плотности тока

$$\mathbf{J} = e\mu N_e \mathbf{E} + \mu k_B T \nabla N_e \quad (5)$$

и кинетическое уравнение

$$\frac{\partial N^+}{\partial t} = (\beta + SI)(N - N^+) - \gamma N^+ N_e, \quad (6)$$

где  $\rho$  — плотность заряда,  $\mathbf{E}$  и  $\nabla N_e$  — векторы напряженности электрического поля и градиента концентрации электронов,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды,  $\mu$  — подвижность электронов,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура среды,  $e$  — элементарный заряд,  $\beta$  — вероятность тепловой генерации свободных электронов,  $S$  — сечение оптического поглощения и  $\gamma$  — коэффициент рекомбинации. Здесь используется модель кристалла донорного типа, концентрации незаряженных и заряженных фоторефрактивных центров которого обозначены через  $N$  и  $N^+$ , соответственно.

На основании (2)–(6) можно получить уравнения

$$\dot{m}_1 = B - \frac{m_1}{\tau_r} + \frac{m_3}{\tau_M} - \frac{1}{\tau_D} (m_1 - cm_2), \quad (7)$$

$$\dot{m}_2 = -\frac{m_2}{\tau_r} + \frac{m_4}{\tau_M} - \frac{1}{\tau_D} (cm_1 + m_2), \quad (8)$$

$$\dot{m}_3 = -\frac{m_3}{\tau_M} + \frac{1}{\tau_D} (m_1 - cm_2), \quad (9)$$

$$\dot{m}_4 = -\frac{m_4}{\tau_M} + \frac{1}{\tau_D} (cm_1 + m_2), \quad (10)$$

где время максвелловской релаксации,

$$\tau_M = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{e\mu N_{e0}}, \quad (11)$$

диффузионное время

$$\tau_D = \frac{e}{\mu k_B T k^2}, \quad (12)$$

время рекомбинации

$$\tau_r = \frac{1}{\gamma N_c}, \quad (13)$$

а

$$c = \frac{eE_0}{k_B T k} \quad (14)$$

и

$$B = \frac{SI_0 m (N - N_0)}{N_{e0}} \quad (15)$$

При выводе этих уравнений использовано предположение  $N^+ = N_c$  ( $N_c$  — концентрация неактивных акцепторов), справедливое при не очень высоких значениях интенсивности света, и введены обозначения

$$m_3 = \frac{\rho_3^{(0)}}{eN_{e0}}, \quad m_4 = \frac{\rho_4^{(0)}}{eN_{e0}}, \quad \dot{m}_l = \frac{\partial m_l}{\partial t}, \quad (16)$$

причем  $\rho_3^{(0)}$  и  $\rho_4^{(0)}$  — амплитудные значения - плотности заряда решеток, распределенных по косинусу и синусу, соответственно, а значок  $l$  принимает значения от 1 до 4. В соответствии с (6) и (13) концентрация  $N_{e0}$  в этом приближении равна

$$N_{e0} = (\beta + SI_0)(N - N_0)\tau_r. \quad (17)$$

Уравнения (7)–(10) по форме совпадают с соответствующими уравнениями работы [2]. Отличие состоит лишь в том, что теперь  $c \neq \text{const}$ . Однако это отличие создает серьезное препятствие на пути исследования поведения решеток, заключающееся в том, что в данном случае не удастся получить уравнения в разрешенном относительно неизвестных функций виде. Поэтому будем искать решения непосредственно системы (7)–(10), удовлетворяющие при  $t = 0$  начальному условию

$$m_1 = m_2 = m_3 = m_4 = 0.$$

Воспользуемся некоторыми результатами работы [2]. Там показано, что постоянное поле сильнее всего сказывается на кинетике решеток заряда в кристаллах, удовлетворяющих условию

$$\tau_D \ll (\tau_r, \tau_M). \quad (18)$$

Далее будем рассматривать именно этот случай. Для таких кристаллов общее решение для каждого коэффициента  $m_l$  можно представить в виде суммы двух частей, одна из которых значительно больше другой части. Ее и следует рассматривать как хорошее приближенное решение. Это оказывается справедливым и в данном случае.

Можно непосредственно убедиться в том, что при условии

$$\dot{c}\tau_M \ll c \quad (19)$$

решениями уравнений (7)–(10) с достаточной точностью являются следующие функции:

$$m_1 = m_1^c \left\{ 1 - \cos \frac{ct}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right\}, \quad (20)$$

$$m_2 = -m_1^c \sin \frac{ct}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (21)$$

$$m_3 = m_3^c \left\{ 1 - \left( \cos \frac{ct}{\tau} - c \sin \frac{ct}{\tau} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right\}, \quad (22)$$

$$m_4 = m_3^c c \left\{ 1 - \left( \cos \frac{ct}{\tau} + \frac{1}{c} \sin \frac{ct}{\tau} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right\}, \quad (23)$$

где

$$m_1^c = \tau_r B, \quad m_3^c = \frac{\tau_M \tau_r}{\tau_D} B \quad \text{и} \quad \tau = \frac{\tau_M \tau_r}{\tau_D} (1 + c^2). \quad (24)$$

Эти выражения, как известно [2], при  $c = \text{const}$  описывают процесс перехода решеток в устойчивое состояние. При достаточной величине параметра  $c$  данный процесс носит колебательный характер. Выясним теперь,

как влияет изменение во времени этого параметра на поведение коэффициентов  $m_l$ .

Рассмотрим переменное электрическое поле, которое вызывает изменение  $c$  по закону

$$c = c_0 + (\Omega t)^p, \quad (25)$$

где показатель степени  $p$  может быть любым положительным числом, а  $c_0$  и  $\Omega$  — некоторые постоянные. В этом случае из выражений (20)–(23) видно, что все решетки достигают стационарного состояния, соответствующего ситуации при  $c = c_0$ , за интервал времени

$$\Delta t = \frac{\tau_M \tau_r}{\tau_D} (1 + c_0^2) \quad (26)$$

при условии

$$\Omega \ll \frac{c_0}{1 + c_0^2} \frac{\tau_D}{\tau_M \tau_r}. \quad (27)$$

Такое ограничение постоянной  $\Omega$  обеспечивает малость изменяющейся части функции (25) по сравнению с ее постоянной частью в течение интервала времени (26).

Указанное стационарное состояние можно рассматривать как начальное состояние системы, которое нарушается под действием переменной части  $c$ . С течением времени коэффициенты  $m_l$  начинают отклоняться от равновесных значений. Характер их последующего изменения проще всего выяснить при другом начальном условии, соответствующем значению  $c_0 = 0$ . В этом случае выражениям (20)–(23) удобно придать вид

$$m_1 = m_1^c \{1 - \cos \varphi \exp(-\phi)\}, \quad (28)$$

$$m_2 = -m_1^c \sin \varphi \exp(-\phi), \quad (29)$$

$$m_3 = m_3^c \{1 - (\cos \varphi - (\Omega t)^p \sin \varphi) \exp(-\phi)\}, \quad (30)$$

$$m_4 = m_4^c \{(\Omega t)^p - [(\Omega t)^p \cos \varphi + \sin \varphi] \exp(-\phi)\}, \quad (31)$$

где

$$\varphi = \frac{q}{(\Omega t)^{p-1}} \frac{(\Omega t)^{2p}}{1 + (\Omega t)^{2p}} \quad (32)$$

и

$$\phi = \frac{q}{(\Omega t)^{2p-1}} \frac{(\Omega t)^{2p}}{1 + (\Omega t)^{2p}}, \quad q = \frac{1}{\Omega \tau}. \quad (33)$$

Здесь и ниже под  $\tau$  понимается значение  $\tau$  (см. (24)) при  $c = 0$ .

Как видно из этих выражений, поля с разной зависимостью их от времени поразному влияют на поведение решеток пространственного заряда. При этом результаты воздействия некоторых из них могут качественно отличаться от результатов воздействия других.

## 2. Обсуждение результатов

Для выяснения зависимости от времени коэффициентов  $m_l$  предварительно необходимо проанализировать зависимость от  $t$  величин  $\phi$  и  $\varphi$ . Как видно из (32) и (33), эти величины ведут себя по-разному при малых и

больших значениях  $p$ , причем они существенно зависят от величины параметра  $q$ , который задается параметром кристалла  $\tau$  и параметром внешнего воздействия  $\Omega$ .

Рассмотрим вначале случай малых значений параметра  $\Omega$ . Из (33) видно, что при  $q \gg 1$  по мере роста времени возникает ситуация, когда  $\exp(-\phi)$  начинает принимать пренебрежимо малые значения и выражения (28)–(31) приобретают простой вид

$$m_1 = m_1^c, \quad m_2 = 0, \quad m_3 = m_3^c, \quad m_4 = m_4^c (\Omega t)^p. \quad (34)$$

Начальный момент времени  $t_1$  возникшего состояния решеток можно определить из уравнения

$$\frac{q(\Omega t)}{1 + (\Omega t)^{2p}} = 1. \quad (35)$$

Отсюда вытекает, что

$$t_1 \approx \tau \quad (36)$$

для любого значения  $p$ , при котором  $q^{-2p} \ll 1$ .

Согласно выражениям (34), решетки 1, 2 и 3, зародившиеся в кристалле под влиянием неоднородного светового возбуждения, переходят в стационарное состояние за промежуток времени  $\tau$ . Появилась также и решетка пространственного заряда 4, амплитуда которой растет в соответствии с законом изменения электрического поля. К моменту  $t_1$  она еще не достигает значения амплитуды решетки 3 и продолжает наращиваться. Однако установленная выше зависимость амплитуды решетки 4 от времени, оказывается, не становится окончательной, причем и остальным решеткам также предстоит развитие. Дальнейшее их состояние определяется значением показателя  $p$ .

Из (33) видно, что при  $p = 0.5$  величина  $\phi$  с ростом времени монотонно возрастает от нуля до постоянного значения, равного  $q$ . Это значение  $p$  разделяет всю совокупность значений  $p$  на две области, поведение величины  $\phi$  в которых качественно различается между собой. При  $p < 0.5$  величина  $\phi$  с ростом времени неограниченно возрастает, а при  $p > 0.5$  она достигает некоторого максимального значения  $\phi^{(\max)}$ , удовлетворяющего неравенству

$$0.5q < \phi^{(\max)} < q, \quad (37)$$

и затем монотонно устремляется к нулю.

На основании вышесказанного можно утверждать, что при  $p \leq 0.5$  для любого момента времени  $t > t_1$  состояние всех решеток описывается выражением (34). Однако при  $p > 0.5$  возникает новая ситуация, поскольку уравнение (35) теперь приобретает еще один корень

$$t_2 = {}^{2p}\sqrt{q} \Omega^{-1}, \quad (38)$$

значение которого с ростом  $p$  приближается к значению первого корня  $t_1$ . В этом случае при  $t > t_2$  величина становится малой, и в выражениях (28)–(31) уже необходимо учитывать слагаемые, содержащие экспоненту.

Приобретает особый смысл вопрос о том, как ведет себя со временем величина  $\varphi$ .

Из (32) видно, что при  $p = 1$  величина  $\varphi$  с ростом  $t$  возрастает от нуля до постоянного значения, равного  $q$ . Как и при рассмотрении величины  $\phi$ , здесь мы также сталкиваемся с двумя характерными областями. Первая область значений ( $p < 1$ ) отличается неограниченным ростом  $\varphi$ , а во второй области, соответствующей значениям  $p > 1$ , величина  $\varphi$  имеет максимум, значение которого удовлетворяет неравенству (37).

Отсюда видно, что существует диапазон ( $0.5 < p < 1$ ) значений  $p$ , при которых все решетки с течением времени выходят из состояния, задаваемого выражением (34). Их амплитуды начинают совершать колебания. Следуют особо подчеркнуть, что эти колебания являются незатухающими. При этом амплитуды решеток свободных носителей сохраняются постоянными, а пространственного заряда — растут со временем.

Особенно интересное поведение решеток возникает при  $p = 1$ . В этом случае величина  $\varphi$  асимптотически стремится к значению  $\varphi = q$ , а величина  $\phi \rightarrow 0$ . Придавая параметру  $q$  различные значения, можно получать картины с разной степенью присутствия каждой решетки в общей их совокупности. Отметим некоторые конкретные ситуации.

Пусть  $q = \frac{\pi}{2}$ . Тогда функции (28)–(31) при больших  $t$  приобретают следующий вид:

$$m_1 = -m_2 = m_1^c, \quad m_3 = m_4 = m_3^c \Omega t. \quad (39)$$

Здесь привлекает внимание прежде всего то, что амплитуда решетки заряда 3 равна амплитуде решетки 4. Обе решетки синхронно наращивают себя со временем по линейному закону, подчиняясь заданному закону роста электрического поля. Такое поведение заряда в переменном электрическом поле отличается от его поведения в постоянном поле тем, что указывает на возможность управления полем заряда решеток с помощью внешнего воздействия.

Остановим рост электрического поля в какой-то момент времени  $t_0$ , придав  $c$  постоянное значение  $c = \Omega t_0$ . В этом случае все коэффициенты  $m_l$ , согласно функциям (20)–(23), начинают отклоняться от значений, определяемых выражениями (39), и, пройдя стадию колебаний, асимптотически устремляются к значениям

$$m_1 = m_1^c, \quad m_2 = 0, \quad m_3 = m_3^c, \quad m_4 = m_3^c \Omega t_0. \quad (40)$$

Отсюда следует, что решетки 2 и 3 освобождаются от того, что приобретено ими за счет скорости роста поля. Весь ансамбль решеток переходит в стационарное состояние, совпадающее со стационарным состоянием, которое возникает при действии на кристалл постоянного электрического поля, обеспечивающего значение  $c = \Omega t_0$ .

При  $q = \pi$  находим

$$m_1 = 2m_1^c, \quad m_2 = 0, \quad m_3 = 2m_3^c, \quad m_4 = 2m_3^c \Omega t. \quad (41)$$

В этом случае только  $m_4$  растет линейно со временем. Переход к постоянному полю при  $t = t_0$  опять вызывает колебания всех коэффициентов  $m_l$ . Возникающий процесс для амплитуд решеток 1, 3 и 4 заканчивается асимптотическим затуханием до значений, в 2 раза уменьшенных по сравнению с теми значениями, которых они достигли при росте поля.

Отметим еще ситуацию, возникающую при  $q = 2\pi$ . В этом случае имеем

$$m_1 = m_2 = m_3 = m_4 = 0. \quad (42)$$

Оказывается, переменное электрическое поле может быть не только созидателем, наращивающим пространственный заряд в кристалле, но и разрушителем того, что создается световым полем. В данном случае световое возбуждение среды не сопровождается появлением решеток 1 и 3 и внешнее поле в условиях отсутствия неоднородного распределения свободных носителей не в состоянии создать в кристалле дополнительные решетки 2 и 4. Заметим, что переход к постоянному полю в некоторый момент времени  $t = t_0$  приводит к оживлению всех решеток. Претерпев стадию колебаний, они устремляются к стационарному состоянию.

Остановимся теперь на возможностях электрического поля, изменяющегося во времени по степенному закону, когда показатель степени  $p > 1$ . В этом случае поведение величины  $\varphi$  становится похожим на поведение величины  $\phi$ , достигающей некоторого максимального значения, удовлетворяющего неравенству (37). В связи с этим величина  $\varphi$  после прохождения значения  $\varphi^{(\max)}$  с ростом времени тоже устремляется к нулю. Следовательно, решетки свободных носителей при больших  $t$  пропадают. Исчезает также и решетка пространственного заряда 4. Однако решетка 3 сохраняется, причем для любого  $p > 1$  зависимость  $m_3$  от времени становится одинаковой

$$m_3 = m_3^c \frac{t}{\tau}. \quad (43)$$

До сих пор мы предполагали, что  $q$  принимает достаточно большие значения. Они соответствуют малым значениям  $\Omega$ , при которых обратная величина  $q^{-2} = \Omega \tau$  приводит к малым приращениям  $c$  за время  $\tau$ .

Рассмотрим теперь поведение коэффициентов  $m_l$  при больших значениях параметра внешнего поля  $\Omega$ . В этом случае для удобства анализа преобразуем величины  $\varphi$  и  $\phi$  к виду

$$\varphi = \frac{\eta^p}{1 + \eta^{2p}} x, \quad \phi = \eta^p \varphi, \quad (44)$$

где

$$\eta = \frac{q}{x}, \quad x = \frac{t}{\tau}. \quad (45)$$

Чтобы получить представление о характере поведения решеток заряда, воспользуемся теперь разложениями экспоненты и тригонометрических функций в ряды Тейлора. Видно, что при любом значении параметра  $q$  можно оценить значение  $x$ , начиная с которого выполняется

неравенство  $\eta^{2p} \ll 1$ . В данном приближении для  $m_3$  и  $m_4$  находим следующие выражения:

$$m'_3 = x + \eta^{2p} x^2 \left( -\frac{1}{2} - \frac{1}{3!} x + \frac{3}{4!} \eta^{2p} x^2 + \frac{1}{5!} \eta^{2p} x^3 - \dots \right), \quad (46)$$

$$m'_4 = \eta^p x^2 \left( \frac{1}{2} - \frac{2}{3!} \eta^{2p} x - \frac{1}{4!} \eta^{2p} x^2 + \frac{4}{5!} \eta^{4p} x^3 + \frac{1}{6!} \eta^{4p} x^4 - \dots \right), \quad (47)$$

где  $m'_3 = m_3/m_3^c$  и  $m'_4 = m_4/m_3^c$ .

Из этих выражений следует, что по мере уменьшения параметра  $q$  при  $p \geq 1$  поведение коэффициента  $m'_3$  все точнее описывается простой линейной зависимостью от времени  $m'_3 \approx x$ , а при  $p \geq 2$  коэффициент  $m'_4$  устремляется к нулю.

Данные выражения можно преобразовать в более простые для некоторых конкретных значений  $p$ . Так, при  $p = 1$  они дают

$$m'_3 = \left( \frac{1}{q} \sin q \right) x - \frac{1}{2} q^2, \quad (48)$$

$$m'_4 = \left( \frac{2}{q} \sin^2 \frac{q}{2} \right) x - \frac{1}{3} q^3. \quad (49)$$

Оказывается, в этом случае не только  $m_3$ , но и  $m_4$  пропорционален времени.

На основании (48),(49),(24) и (16) можно получить выражение для распределения результирующей плотности пространственного заряда  $\rho$ , учитывающее заряд двух возбуждаемых решеток. Пренебрегая малыми постоянными слагаемыми, указывающими на уменьшение коэффициентов  $m'_3$  и  $m'_4$  с ростом  $q$ , имеем

$$\rho = \frac{2e}{q} \sin \frac{q}{2} S I_0 m (N - N_c) \cos \left( kz - \frac{q}{2} \right) t. \quad (50)$$

Интересно отметить, что коэффициенты  $m'_3$  и  $m'_4$  имеют зависимость от  $x$ , близкую к линейной, и при относительно больших значениях  $q$ . Рис. 1 отражает поведение этих коэффициентов, которое следует непосредственно из выражений (30) и (31) при  $q = 1$  в случае  $p = 1$ .

Изложенное выше применимо, например, к кристаллу силикосилленита (BSO), имеющему следующие значения параметров:  $N = 10^{25} \text{ м}^{-3}$ ,  $N_c = 0.95 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ,  $\beta = 1 \text{ с}^{-1}$ ,  $S = 1.06 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{В}$ ,  $\gamma = 1.65 \cdot 10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}$ ,  $\varepsilon \sim 10$ ,  $\mu = 10^{-4} \text{ м}^2/\text{вс}$  [6]. Для данного кристалла при  $k = 2\pi \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ ,  $I_0 \approx 10^4 \text{ В/м}^2$  и комнатной температуре находим  $\tau_D \sim 10^{-8} \text{ с}$ ,  $\tau_M \sim 10^{-7} \text{ с}$ ,  $\tau_r \sim 10^{-5} \text{ с}$  и  $\tau \sim 10^{-4} \text{ с}$ . В этом случае значению  $q = 1$  соответствует значение параметра внешнего поля  $\Omega = 10^4 \text{ с}^{-1}$ . При такой скорости

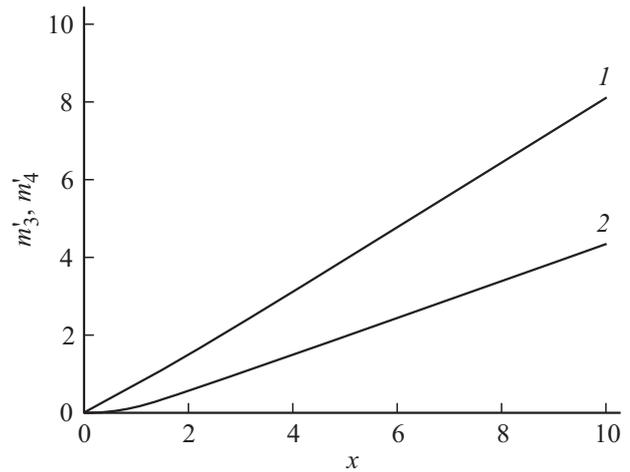


Рис. 1. Зависимость коэффициентов  $m'_3$  (1) и  $m'_4$  (2) от времени действия внешнего поля при  $p = 1$  и  $q = 1$ .

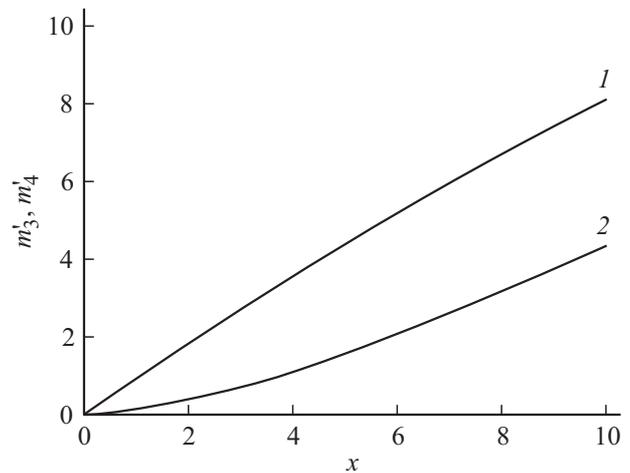


Рис. 2. Зависимость коэффициентов  $m'_3$  (1) и  $m'_4$  (2) от времени действия внешнего поля при  $p = 0.5$  и  $q = 0.1$ .

изменения поля для величины  $s$  имеем  $s = \Omega \tau x = x$ . Следовательно, значение координаты  $x$  на рис. 1 дает непосредственно значение  $s$ .

С увеличением параметра  $\Omega$  угол наклона кривой 1 к оси  $x$  увеличивается, а кривой 2 уменьшается. Происходит перераспределение удельного веса возбуждаемых решеток в их общей картине.

Дадим еще наглядное представление о поведении  $m'_3$  и  $m'_4$  для случая  $p = 0.5$  при  $\Omega = 10^5 \text{ с}^{-1}$ . Здесь  $s$  и  $x$  связаны соотношением  $s = \sqrt{10}x$ , не выводящим диапазон изменения  $s$  за пределы диапазона изменения  $x$ . Из рис. 2, относящегося к данной ситуации, видно, что кривая 1 имеет лишь незначительную выпуклость, а кривая 2 — небольшую вогнутость. Этот рисунок также говорит о подчинении поведения заряда внешнему воздействию.

Остановимся кратко еще на ситуациях, при которых  $p \geq 2$ . В этом случае вычисление  $m'_3$  и  $m'_4$  непосредственно из выражений (30) и (31) при малых  $q$  приводит

к результату  $m'_3 \approx x$ , и  $m'_4 \rightarrow 0$ . Это говорит о том, что в кристалле в этих условиях может возбуждаться только одна решетка пространственного заряда 3, амплитуда которой растет пропорционально времени вне зависимости от конкретного значения  $p$ . Однако кристалл по-разному реагирует на величину электрического поля в каждом отдельном случае. Выражение для  $m'_3$  как функция  $c$  имеет вид

$$m'_3 = q\sqrt[3]{c}.$$

Отсюда видно, что реакция кристалла на поля, отличающиеся между собой разными значениями  $p$ , не одинакова. Амплитуда решетки 3, соответствующая заданной величине напряженности электрического поля, уменьшается по мере роста показателя степени  $p$ .

При малых значениях  $q$  исчезает решетка заряда, иницируемая внешним полем. Вычисление  $m_1$  и  $m_2$ , согласно (28) и (29), при малых  $q$  приводит к выражениям, которые устремляются к нулю по мере уменьшения  $q$ . Исчезновение решеток 2 и 4 является следствием исчезновения решетки 1, поскольку они иницируются внешним электрическим полем только в условиях присутствия в кристалле неоднородного распределения свободных носителей. Его же отсутствие вызвано тем, что переменное электрическое поле существенно возрастает за время  $\tau$ , совпадающее, согласно [7], со временем возникновения решетки свободных носителей 1 в кристалле без внешнего поля.

Согласно принятой терминологии [8], голограммы, записываемые с помощью светового поля (1) в фоторефрактивном кристалле при отсутствии однородного электрического поля, называются голограммами, основанными на диффузионном механизме записи. Когда же голограммы существенно зависят от этого поля, то говорят, что они основываются на дрейфовом механизме записи.

В настоящей работе с одинаковой степенью строгости учитываются оба эти механизма, причем решетка 3 пространственного заряда (выражение (22)) ответственна за диффузионный, а решетка 4 (выражение (23)) — за дрейфовый механизм. В переменном поле, оказывается, решающую роль может играть как дрейфовый механизм (выражение (41)), так и диффузионный (выражение (43)). Возможна также ситуация, в которой в равной мере работают уже оба механизма (выражение (39)).

Представленные в работе результаты показывают, что с помощью переменного внешнего электрического поля можно на практике существенно улучшать характеристики устройств для записи и обработки оптической информации на основе фоторефрактивных кристаллов. Отметим здесь только те преимущества, которые вытекают непосредственно из полученных результатов.

Обратимся к выражению (50), согласно которому плотность заряда растет линейно со временем внешнего воздействия. Сравнение этого выражения с соответствующим выражением из работы [2] (оно легко получается из выражений (22) и (23) при  $c = \text{const}$ ) показывает, что

прежнее значение плотности заряда достигается теперь за уменьшенный в  $\sqrt{1+c^2}$  раз промежуток времени. Кроме выигрыша по быстродействию с помощью такого поля можно также улучшить и чувствительность кристалла. Действительно, из выражения (50) видно, что плотность заряда можно сохранить неизменной при прочих равных условиях, уменьшая интенсивность света и увеличивая время действия внешнего поля.

О преимуществах переменного поля говорят также и результаты (39) и (41). Пусть предельное значение амплитуды решетки поля ограничивается некоторой величиной внешнего электрического поля. Из (41) видно, что достижение этой величины в динамическом режиме сопровождается увеличением плотности заряда, а следовательно, и эффективности процесса в 2 раза.

## Заключение

В работе установлена существенная зависимость поведения решеток пространственного заряда, возбуждаемых с помощью стоячей световой волны в фоторефрактивном кристалле при наличии внешнего электрического поля, изменяющегося во времени по степенному закону, от параметра, характеризующего быстроту изменения поля. Этот параметр определяет величину приращения внешнего поля за время, равное времени возникновения решеток пространственного заряда в кристалле в отсутствие поля.

Показано, что при малых значениях данного параметра застройка решетки заряда, порождаемой светом, не возмущается действием поля вплоть до стадии завершения процесса. Зародившаяся вместе с ней вторая решетка заряда, иницируемая полем, подчиняется закону изменения поля в течение некоторого времени. Затем ее поведение, а также поведение первой решетки, начинает, вообще говоря, претерпевать изменения в зависимости от значения показателя степени в законе изменения поля. При одних значениях оно остается прежним, при других переходит в режим колебания заряда с возрастанием амплитуды, при третьих становится пропорциональным времени внешнего воздействия. В случае линейного возрастания электрического поля заряд растет пропорционально полю, причем любой из возбуждаемых решеток можно придать произвольную степень присутствия в кристалле.

Выяснено, что при больших значениях указанного параметра в случае линейного возрастания электрического поля начало полного подчинения пространственного заряда внешнему воздействию смещается в область малых времен. При этом закономерностью поведения заряда является перераспределение удельного веса решеток в пользу первой решетки и прямо пропорциональная зависимость его величины от времени действия и величины поля. Оказывается, прямо пропорциональная зависимость величины заряда от времени действия поля соблюдается и при других значениях показателя степени

в законе его изменения. Однако реакция кристалла на поля, отличающиеся между собой разными значениями показателя степени, не одинакова. Амплитуда распределения заряда, соответствующая заданной величине напряженности поля, уменьшается по мере роста показателя степени.

Установленные закономерности позволяют осуществлять управляемое воздействие внешнего переменного электрического поля на поле пространственного заряда решеток в фоторефрактивных кристаллах. Их реализация на практике дала бы возможность существенно улучшить быстродействие, чувствительность и эффективность работы устройств для записи и обработки оптической информации на основе таких кристаллов.

## Список литературы

- [1] Гусак Н.А. // Докл. НАН Беларуси. 2007. Т. 51. № 1. С. 40–45.
- [2] Гусак Н.А. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 3. С. 63–70.
- [3] Кухтарев Н.В. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. Вып. 24. С. 1114–1118.
- [4] Гусак Н.А., Петров Н.С. // Известия НАН Беларуси. Серия физ.-мат.наук. 2009. № 3. С. 93–97.
- [5] Гусак Н.А. // Докл. НАН Беларуси. 2012. Т. 56. № 2. С. 52–56.
- [6] Johansen P.M. //IEEE J. Quant. Elect. 1989. Vol. 25. P. 530–539.
- [7] Гусак Н.А. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 2. С. 96–101.
- [8] Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992. 320 с.