

Так как имеет место свойство ортогональности

$$\int_{r_1}^{r_2} R_{pn}(r) R_{qn}(r) r dr = 0, \quad p \neq q, \quad (2.10)$$

то использование начального условия дает для величины c_{mn} значение

$$c_{mn} = \frac{1}{2\pi N_{mn}} \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{2\pi} F(r, \varphi) R_{mn}(r) \exp(-in\varphi) r dr d\varphi, \quad (2.11)$$

где

$$N_{mn} = \int_{r_1}^{r_2} R_{mn}^{2l}(r) r dr = \frac{4}{\pi^2 \mu_{mn}^2} \left[\left(1 - \frac{\nu^2}{\mu_{mn}^2 r_2^2} \right) \times \frac{J_{\nu}^{\prime 2}(\mu_{mn} r_1)}{J_{\nu}^{\prime 2}(\mu_{mn} r_2)} - \left(1 - \frac{\nu^2}{\mu_{mn}^2 r_1^2} \right) \right] \neq 0. \quad (2.12)$$

Так как $\operatorname{Re} \mu_{mn} > 0$, $\mu_{00} = 0$, $R_{00} = 1$, $N_{00} = (r_2^2 - r_1^2)/2$, то при $t \rightarrow \infty$ найденное решение (2.9) дает

$$c_{ст} = \frac{1}{\pi^2 (r_2^2 - r_1^2)} \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{2\pi} F(r, \varphi) r dr d\varphi \quad (2.13)$$

в отличие от раздела 1, где $c_{ст} \equiv 0$.

В частном случае $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ (а также при $r_1 = 0$) имеем $B = 0$, $A = \omega$, $\nu^2 = n^2$, так что полученное решение отличается от соответствующего решения в отсутствие конвекции только наличием в формуле (2.9) множителя $\exp(-inAt)$.

Заметим в заключение, что развитая в работе методика применима и к аналогичным задачам конвективной теплопроводности при краевых условиях первого, второго и третьего рода.

Литература

- [1] Слезкин Н. А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. М.: ГТТИ, 1955. 519 с.
 [2] Франк Ф., Мизес Р. Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики. М.: ОНТИ, 1937. 998 с.
 [3] Лебедев Н. Н. Специальные функции и их приложения. М.; Л.: Физматгиз, 1963. 358 с.

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

Поступило в Редакцию
18 февраля 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 3, 1988

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫПОЛНЕНИЯ ЗАКОНА ВЗАИМОЗАМЕСТИМОСТИ ДЛЯ ПВМС ПРИЗ

А. М. Близнецов, Ю. И. Кузьмин, А. В. Хоменко

В различных режимах работы оптически управляемых пространственно-временных модуляторов света (ПВМС) интенсивность записывающего света I может быть существенно разной. По аналогии с фотоматериалами для ПВМС принято считать [1], что в некотором диапазоне величин I выполняется закон взаимозаместимости между интенсивностью записывающего света I и временем экспозиции t , если амплитуда модуляции считывающего света (отклик ПВМС) определяется экспозицией $\mathcal{E} = It$. В этом случае при фиксированном отклике ПВМС увеличение I ведет к пропорциональному уменьшению t . Данные о выполнении закона взаимозаместимости должны учитываться при определении параметров ПВМС и выборе режима его работы. В данной работе экспериментально исследован отклик ПВМС ПРИЗ [2] в диапазоне интенсивностей записывающего света от $3 \cdot 10^{-5}$ до $3 \cdot 10^{-1}$ Вт/см².

Предложена модель, объясняющая обнаруженные отклонения от закона взаимозаменяемости.

Измерения выполнялись с образцами ПВМС ПРИЗ, изготовленными из пластин фоторефрактивного кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ толщиной 0.45 мм. На модулятор светом гелий-кадмиевого лазера ($\lambda=441$ нм) со стороны отрицательного электрода записывалось изображение полоски шириной 20 мкм. При записи к электродам прикладывалось напряжение 2 кВ. Считывание изображения осуществлялось светом гелий-неонового лазера с интенсивностью в плоскости модулятора 10 мкВт/см^2 . В экспериментах измерялась суммарная интенсивность считываемого изображения R при различных интенсивностях записывающего света. Измерения выполнялись с помощью ФЭУ и осциллографа с полосой частот 1 МГц.

Как схематически показано на рис. 1, при малых экспозициях ($\epsilon \leq 20 \text{ мкДж/см}^2$) зависимости $R(\epsilon)$ совпадают с точностью до 30% при всех значениях интенсивности записывающего света от $3 \cdot 10^{-5}$ до $3 \cdot 10^{-1} \text{ Вт/см}^2$. Таким образом, в указанной области экспозиций закон взаимозаменяемости выполняется при изменении I на 4 порядка. При $\epsilon > 20 \text{ мкДж/см}^2$ интенсивность считываемого изображения зависит от интенсивности записывающего света I , увеличиваясь при фиксированной экспозиции ϵ с ростом I . Одновременно с этим максимумы зависимостей $R(\epsilon)$ сдвигаются в сторону увеличения ϵ (рис. 1).

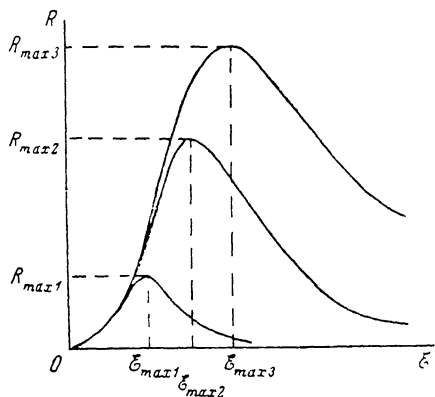


Рис. 1. Типичные зависимости интенсивности считываемого изображения R от энергии экспозиции ϵ для различных интенсивностей записывающего света I : $I(1) \ll I(2) \ll I(3)$.

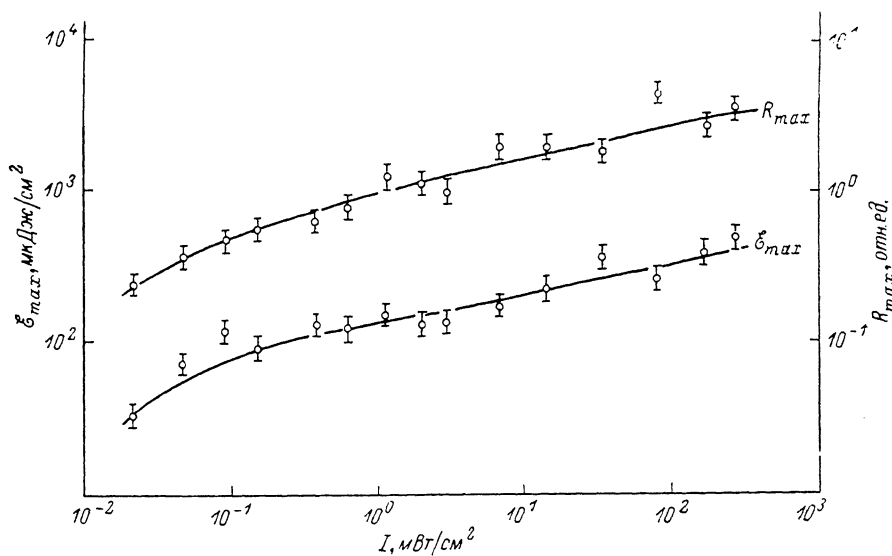


Рис. 2. Экспериментальные зависимости максимальной интенсивности считываемого изображения R_{max} и соответствующей энергии экспозиции ϵ_{max} от интенсивности записывающего света I .

Если $I = 3 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/см}^2$, $R(\epsilon)$ достигает максимального значения R_{max} , когда $\epsilon = \epsilon_{\text{max}} \approx 40 \text{ мкДж/см}^2$ (рис. 2). В то же время при $I = 3 \cdot 10^{-1} \text{ Вт/см}^2$ экспозиция ϵ_{max} увеличивается в 10 раз.

Как известно [2], запись изображений в ПВМС ПРИЗ осуществляется за счет формирования в фоторефрактивном кристалле объемного положительного заряда у отрицательного электрода (в прикатодной области). При этом полученные экспериментальные результаты могут быть объяснены противодействием двух факторов. С одной стороны, возбуждаемые записывающим светом электроны, дрейфуя во внешнем поле, созданном напряжением на

электродах, покидают прикатодную область и тем самым увеличивают плотность положительного заряда; с другой — электроны инжектируются с электрода в кристалл, что приводит к уменьшению плотности положительного заряда в прикатодной области. Эти два процесса связаны между собой, поскольку ток инжекции определяется величиной напряженности поля у контакта, которая зависит от величины заряда, формируемого в кристалле [3]. По мере накопления заряда поле у контакта возрастает, в результате увеличивается ток инжекции. Это ведет к замедлению, а затем и прекращению роста плотности положительного заряда. При этом чем выше интенсивность записывающего света, тем больше должны быть плотность положительного заряда в кристалле и напряженность поля у контакта к моменту, когда ток инжекции компенсирует уход фотоэлектронов из прикатодной области. Так как увеличение плотности положительного заряда ведет к увеличению амплитуды модуляции считывающего света, при больших интенсивностях записывающего света возрастает максимальная интенсивность считываемого изображения R_{\max} . Поскольку в этом случае для установления равновесия требуется большая плотность заряда, нарастание интенсивности изображения происходит до более высоких значений экспозиции ε . На начальном этапе записи,

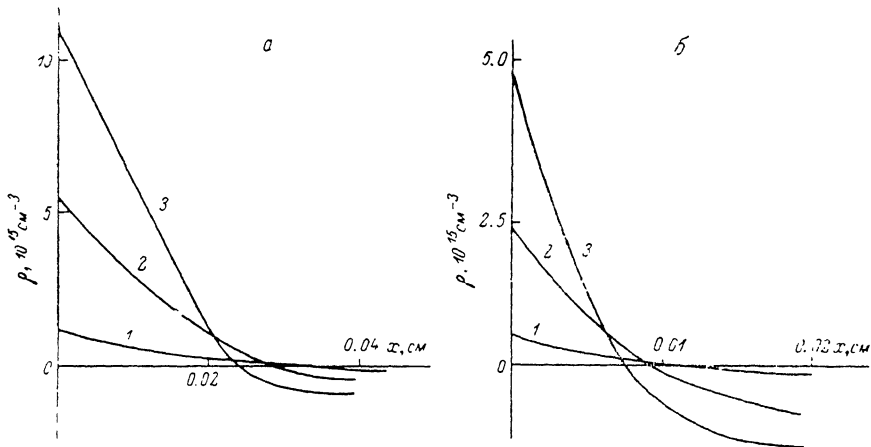


Рис. 3. Расчетные координатные зависимости концентрации объемного заряда ρ для блокирующего $n_s=0$ (а) и инжектирующего $n_s=2.75 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (б) контактов при $I=50 \text{ мкВт/см}^2$, $\varepsilon=0.4$ (1), 2 (2) и 4 мкДж/см^2 (3).

когда плотность заряда мала, ток инжекции оказывается малым по сравнению с фототоком и не оказывает заметного влияния на процесс накопления заряда. В исследованном диапазоне интенсивностей это наблюдается при экспозициях $\varepsilon < 20 \text{ мкДж/см}^2$.

Для подтверждения приведенных выше качественных объяснений экспериментальных результатов был выполнен расчет распределения заряда в фоторефрактивном кристалле ПВМС ПРИЗ для различных экспозиций и интенсивностей записывающего света. Для этого была использована система уравнений, предложенная в [4-6] для описания процесса формирования фотоиндуцированного заряда в таком ПВМС. Система уравнений решалась численно конечно-разностным методом на ЭВМ ЕС-1055М при значениях параметров, соответствующих условиям эксперимента.

При этом в данной работе одновременно учитывались процессы захвата фотоэлектронов на ловушки, истощение доноров, изменение интенсивности записывающего света по толщине кристалла и нарастание инжекционного тока с увеличением поля на катоде $E(0, t)$. Зависимость плотности инжекционного тока j от напряженности электрического поля задавалась соотношением, введенным в [3]

$$j(0, t) = e\mu n_s [E(0, t) - E(0, 0)], \quad (1)$$

где e — заряд электрона; n_s — константа, имеющая размерность плотности заряда и характеризующая инжектирующие свойства контакта; $E(0, t)$ — напряженность поля у контакта в момент времени t ; $E(0, 0)$ — постоянное внешнее поле, созданное напряжением, приложенным к электродам ПВМС.

В начальный момент времени инжекция через контакт отсутствует, а концентрация электронов $n(x, 0)=0$, поэтому граничное условие для концентрации свободных носителей

$$n(0, t) = n_s \left[1 - \frac{E(0, 0)}{E(0, t)} \right]. \quad (2)$$

На рис. 3, 4 приведены расчетные кривые концентрации объемного заряда $\rho(x) = n_d - n_i - n$, где n_d и n_i — концентрации ионизованных доноров и заполненных ловушек. Ось x ориентирована ортогонально плоскости пластины кристалла вдоль направления распространения света. Расчет выполнен для двух значений константы n_s : $n_s = 0$ — контакт полностью блокирующий, инжекция отсутствует; $n_s = 2.75 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, ток через контакт соответствует по порядку величины полному току через структуру ПВМС, наблюдавшемуся экспериментально в установившемся режиме, после длительной засветки модулятора записывающим светом. Как показывает сравнение кривых на рис. 3, а и б, при малых интенсивностях записывающего света инжекция электронов с контакта заметно уменьшает как плотность положительного заряда, так и толщину занимаемого им [слоя кристалла. Таким образом, инжекция в этих условиях уменьшает величину отклика ПВМС. При увеличении интенсивности записывающего света область экспозиций, при которых влияние инжекции несущественно, расширяется. На рис. 4 приведены результаты расчета только для $n_s = 2.75 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, поскольку при $n_s = 0$ и $n_s \ll 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ кривые $\rho(x)$ отличаются не более чем на 1%. Результаты расчета качественно согласуются с экспериментальными данными по измерению отклика ПВМС ПРИЗ. Это подтверждает сделанное предположение о том, что основным фактором, определяющим отклонения от закона взаимозаменяемости для ПВМС ПРИЗ, является инжекция электронов через контакт, вызывающая частичную компенсацию фотоиндуцированного положительного заряда.

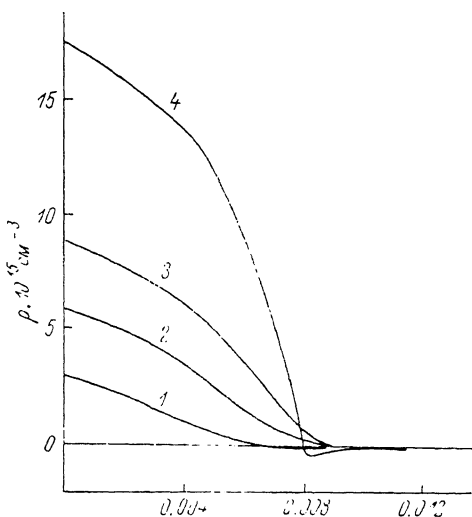


Рис. 4. Расчетные координатные зависимости концентрации объемного заряда при $I = 500 \text{ мВт/см}^2$, $\delta = 4$ (1), 8 (2), 12 (3) и 24 мкДж/см^2 (4). $n_s = 2.75 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Отметим, что результаты выполненного в данной работе расчета в согласии с выводами о динамике формирования фотоиндуцированного заряда, сделанными в [5, 6], показали, что при интенсивности $I \geq 0.1 \text{ Вт/см}^2$ должно наблюдаться «запаздывание» отклика ПВМС ПРИЗ по отношению к воздействию на модулятор записывающего света. Это связано с тем, что при таких интенсивностях характерное время экспозиции ПВМС ($t \ll 10^{-4} \text{ с}$) оказывается соизмеримым или меньшим, чем время дрейфа возбуждаемого записывающим светом электрона в фоторефрактивном кристалле, т. е. минимального времени, необходимого для формирования фотоиндуцированного заряда. В этом случае экспериментальные исследования закона взаимозаменяемости должны выполняться с учетом времени, необходимого на «проявление» изображения, записываемого на ПВМС ПРИЗ.

Литература

- [1] Horwitz B. A., Corbett F. J. Opt. Eng., 1978, v. 17, N 4, p. 353—364.
- [2] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983, с. 270.
- [3] Брыксин В. В., Коровин Л. И. ФТТ, 1984, т. 26, № 11, с. 3415—3425.
- [4] Брыксин В. В., Коровин Л. И., Кузьмин Ю. И. ФТТ, 1986, т. 28, № 9, с. 2728—2736.
- [5] Брыксин В. В., Коровин Л. И., Кузьмин Ю. И. ФТТ, 1986, т. 28, № 1, с. 148—155.
- [6] Брыксин В. В., Коровин Л. И., Марахонов В. И., Хоменко А. В. ФТТ, 1982, т. 24, № 10, с. 2978—2984.

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

Поступило в Редакцию
18 февраля 1987 г.