

01; 06; 07; 10; 12

© 1990 г.

СТАЦИОНАРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КРИСТАЛЛАХ СИЛЛЕНИТОВ, ОДНОВРЕМЕННО ОБЛУЧАЕМЫХ ЭЛЕКТРОННЫМ И СВЕТОВЫМ ПУЧКАМИ

А. В. Ильинский, А. Б. Куценко, М. Б. Мельников

Для выяснения механизма работы электрооптической мишени пространственно-временного модулятора света (ПВМС) с электронно-лучевой адресацией рассчитано и измерено стационарное распределение поля в кристаллах силленитов, находящихся под одновременным воздействием электронного и светового пучков. Теоретически и экспериментально показано, что в этих условиях возникает объемный заряд, рассчитана зависимость распределения поля от параметров кристалла, электронного и светового пучков. Результаты прямого измерения распределения электрического поля в кристаллической мишени при различных интенсивностях падающего на нее светового потока и различных величинах тока через кристалл сопоставлены с теоретическим описанием.

Введение

Одним из перспективных материалов оптоэлектроники в настоящее время является силикат (германат) висмута $\text{Bi}_{12}\text{Si}(\text{Ge})\text{O}_{20}$, используемый в качестве мишеней ПВМС как с оптической (ПРОМ, ПРИЗ) [1], так и с электронно-лучевой адресацией [2-4]. Для последнего случая изучались [2-4] характеристики модуляторов в зависимости от интенсивности считывающего света, тока электронного пучка и параметров мишени. При этом в теоретическом анализе [2, 3] обычно предполагалось, что весь заряд сосредоточен на поверхности кристалла, облучаемой электронами. Однако поскольку мишень ПВМС с электронно-лучевой адресацией управляет состоянием поляризации проходящего сквозь нее света сканирующим по ее поверхности электронным пучком, то используемый в качестве мишени кристалл неизбежно подвергается одновременному облучению как электронами, так и светом. Тогда из-за наличия у силленитов фотопроводимости в мишени будет возникать объемный заряд [5-7]. Этот заряд существенным образом перераспределяет поле в объеме и, таким образом, изменяет характер преобразования нанесенного на поверхность мишени электронным пучком рельефа оптического рельефа в потенциальный. Потенциальный рельеф посредством электрооптического эффекта определяет работу модуляторов, поэтому для ее понимания и дальнейшего совершенствования важно изучить закономерности формирования этого рельефа. Но задача описания распределения поля и потенциала в трехмерном случае достаточно сложна и приступать к ней нельзя, пока не выяснены механизмы и параметры, оказывающие определяющее влияние на это распределение. Это выяснение целесообразно провести в более простых модельных условиях, чему и посвящена настоящая работа, где проведено описание стационарного распределения поля в кристаллах силленитов, одновременно облучаемых (однородно в плоскости мишени) электронным пучком и светом. При этом, поскольку считывающий свет должен без существенных потерь проходить через мишень, для анализа работы ПВМС с электронно-лучевой адресацией наиболее актуальна ситуация, когда свет слабо (однородно) поглощается кристаллом. Рассмотрение проведено на основе известной [8] двухуровневой схемы запрещенной зоны силленитов с учетом процессов фотогенерации, дрейфа и

рекомбинации электронов. Полученная в результате зависимость распределения электрического поля от параметров образца и условий, в которых он находится, сравнивается с результатами эксперимента по прямому измерению распределения поля в образце, выполненного с помощью поперечного электрооптического эффекта.

Модельные представления о кристалле и описание стационарного распределения поля

Геометрия модельной системы, соответствующая работе модулятора с электронно-лучевой адресацией, приведена на рис. 1. Передняя грань кристалла толщины d облучается (однородно в плоскости XU) электронным пучком, создающим на ней заряд с поверхностной плотностью Σ_{π} . Перед кристаллом на расстоянии z_0 от него помещена коллекторная сетка, а на противоположную грань нанесен электрод-подложка. Разность потенциалов между ними (нулевая в нашем случае) задает граничное условие для рассматриваемой задачи. Через

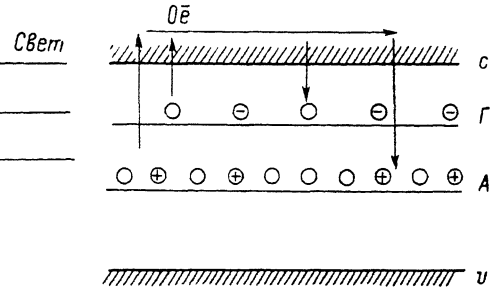
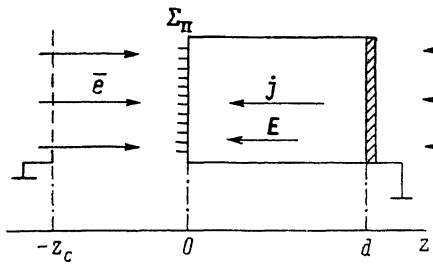


Рис. 1. Геометрия облучения кристаллической мишени электронным и световым потоками.

Рис. 2. Схема уровней и основные электронные переходы в кристалле.

кристалл течет стационарный сквозной ток плотностью j , в объеме имеется некоторое распределение поля $E(z)$.

Схема уровней и основные процессы в кристалле, учитываемые в работе, представлены на рис. 2. Здесь A — глубокий донорный уровень с концентрацией P_A (центр рекомбинации), Γ — уровень глубоких ловушек с концентрацией N_{Γ} . С участием A -центров и Γ возможны процессы фотогенерации с темпами g_A и g_{Γ} , а также рекомбинации и захвата электронов с параметрами Θ_A и Θ_{Γ} . Соответствующие кинетические уравнения

$$\frac{\partial p_A}{\partial t} = g_A - \frac{np_A}{\Theta_A}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_{\Gamma}}{\partial t} = -g_{\Gamma} + \frac{n(N_{\Gamma} - n)}{\Theta_{\Gamma}}. \quad (2)$$

Здесь n_{Γ} , n , p_A — концентрации электронов, захваченных на Γ , свободных электронов и дырок, локализованных на A -центрах; $g_A = IS_A(P_A - p_A)$, $g_{\Gamma} = IS_{\Gamma}n_{\Gamma}$, где I — плотность потока падающего на кристалл однородно поглощаемого света (кванты/м² · с); S_A , S_{Γ} — сечения фотоионизации A -центров и Γ (м²).

Систему необходимо дополнить уравнениями Пуассона и непрерывности

$$\operatorname{div} E = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div} j. \quad (4)$$

Здесь E — напряженность поля в образце; ϵ , ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость кристалла и универсальная диэлектрическая постоянная;

$$\rho = e(p_A - n_{\Gamma} - n) \quad (5)$$

— плотность объемного заряда;

$$j = e\mu nE \quad (6)$$

— дрейфовый электронный ток, с помощью которого осуществляется перенос заряда в образце (e — заряд электрона, μ — его подвижность).

Поскольку облучение кристалла электронным и световыми пучками однородно в плоскости XU , то искомые функции, в частности E , зависят от одной пространственной координаты z . Это предположение оправдано постановкой эксперимента. Кроме того, поставщики электронов (А-центры) далеки от источника, т. е. $p_A \ll P_A$, что оправдано их высокой (до 10^{25} м^{-3}) концентрацией P_A . Источники А-центров на опыте не наблюдались [9].

Стационарное решение системы (1)–(6) приведем для двух крайних по заполнению ГЛ случаев: а) почти полное заполнение ГЛ электронами, $1 - (n_\Gamma/N_\Gamma) \ll 1$; б) слабое заполнение ГЛ электронами, $n_\Gamma/N_\Gamma \ll 1$.

а) Система (1)–(6) сводится к

$$\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{e^2\mu}{j} (g_a\Theta_A + g_r\Theta_\Gamma) |E - eN_\Gamma - \frac{j}{\mu E}|, \quad (7a)$$

где $g_a = IS_A P_A$, $g_r = IS_\Gamma N_\Gamma$, $j = -|j| = \text{const}$.

Решение (7a) для поля

$$\begin{aligned} -2Gz = \ln \left| E^2 + \frac{k}{G} E - B \right| - \frac{1}{\sqrt{1 + 4B \frac{G^2}{k^2}}} \times \\ \times \ln \left| \frac{2EG + k - k \sqrt{1 + 4B \frac{G^2}{k^2}}}{2EG + k + k \sqrt{1 + 4B \frac{G^2}{k^2}}} \right| + \text{const}, \end{aligned}$$

где

$$G = \frac{e^2\mu}{\epsilon\epsilon_0} \frac{g_a\Theta_A + g_r\Theta_\Gamma}{|j|}, \quad B = \frac{j^2}{(g_a\Theta_A + g_r\Theta_\Gamma) e^2\mu}, \quad k = \frac{eN_\Gamma}{\epsilon\epsilon_0}.$$

Дополнительно считая, что $N_\Gamma^2 / (g_a\Theta_A + g_r\Theta_\Gamma) \gg 1$ (это соответствует малости заряда свободных электронов по сравнению с зарядом, локализованным на ловушках), это решение можно упростить

$$E(z) = -(E_{rp} - \Delta E) e^{-Gz} - \Delta E, \quad (8a)$$

где $\Delta E = k/G$, E_{rp} — константа интегрирования, определяемая из граничных условий.

Решение (8a) описывает стационарное распределение поля в высокоомном кристалле, через который течет сквозной ток плотностью j . Конкретный вид зависимости $E(z)$ определяется соотношением параметров G , k и константой интегрирования E_{rp} , зависящей от условий, в которые помещен кристалл. В ситуации, соответствующей работе модулятора с электронно-лучевой адресацией (рис. 1), E_{rp} определяется из условий заданной нулевой разности потенциалов между подложкой и коллекторной сеткой

$$\int_{-z_0}^d E(z) dz = 0 \quad (9)$$

и непрерывности электростатической индукции на границе раздела вакуум—кристалл

$$E|_{z<0} = -\epsilon E_{rp} - \frac{\Sigma_\Pi}{\epsilon_0}. \quad (10)$$

Совместный учет этих условий дает выражение для определения E_{rp} :

$$E_{rp} = \frac{G\epsilon z_0 E_{ez} - k(d + \epsilon z_0)}{G\epsilon z_0 + 1 - e^{-Gd}} + \frac{k}{G}. \quad (11)$$

Здесь $E_{ex} = -(\Sigma_{11}/\epsilon\epsilon_0)$. Поскольку в силентах $\epsilon = 40$, то обычно в реальной геометрии $d \ll \epsilon z_c$ и возможны упрощения при $Gd \ll 1$

$$E_{rp} = E_{ex} - \frac{1}{2} kd^2/\epsilon z_c,$$

при $Gd \gg 1$

$$E_{rp} = E_{ex} - \frac{k}{G} \frac{d}{\epsilon z_c}. \quad (12a)$$

б) В случае слабого заполнения ГЛ электронами система (1)–(6) сводится к

$$\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial z} + e^2 \mu \frac{g_a \Theta_A}{|j|} E - \frac{|j|}{\mu} \left[\frac{N_{\Gamma}^2}{g_r \Theta_{\Gamma}} + 1 \right] \frac{1}{E} = 0. \quad (7b)$$

Ее решение для поля

$$E(z) = -\sqrt{(E_{rp}^2 - \Delta E^2) e^{-2\mu z} + \Delta E^2}, \quad (8b)$$

где $\Delta E = \sqrt{J/G}$,

$$J = \frac{|j|}{\mu \epsilon\epsilon_0} \left[\frac{N_{\Gamma}^2}{g_r \Theta_{\Gamma}} + 1 \right], \quad G = \frac{e^2 \mu}{\epsilon\epsilon_0} \frac{g_a \Theta_A}{|j|}, \quad j = -|j| = \text{const}.$$

Воспользовавшись граничными условиями (9), (10) для решения (8b) и получив аналогично случаю а уравнение для определения E_{rp} , с учетом $d \ll \epsilon z_c$ получим при $Gd \ll 1$

$$E_{rp} = E_{ex} \left[\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{1}{2} \frac{d}{\epsilon z_c} \frac{Jd}{E_{ex}^2}} \right],$$

при $Gd \gg 1$

$$E_{rp} = E_{ex} - \sqrt{\frac{J}{G}} \frac{d}{\epsilon z_c}. \quad (12b)$$

В заключение настоящего раздела остановимся на некоторых общих закономерностях полученного распределения (8) поля в образце. Во-первых, зависимости $E(z)$ для случаев а и б, описываемые соответственно выражениями (8a) и (8b), монотонны и качественно подобны. Для определения из их внешнего вида того, какой случай (а или б) реализуется на эксперименте, потребовалась бы очень высокая точность измерений. Однако связь параметров распределения поля (E_{rp} , ΔE) с внутренними параметрами образца различна в рассматриваемых двух случаях; этим фактом мы в дальнейшем и воспользуемся для идентификации реализуемого на эксперименте случая. Во-вторых, рост или спад $E(z)$ зависит от соотношения двух величин E_{rp} и ΔE , т. е. знак $(\partial E)/(\partial z)$ совпадает со знаком $(E_{rp} - \Delta E)$. На рис. 3, а кривая I ($E_{rp} < \Delta E$) соответствует отрицательному объемному заряду $(\partial E)/(\partial z) < 0$, кривая II ($E_{rp} = \Delta E$) — электронейтральности образца $(\partial E)/(\partial z) = 0$, кривая III ($E_{rp} > \Delta E$) — положительному объемному заряду $(\partial E)/(\partial z) > 0$. В-третьих (рис. 3, б), падающее на кристалле напряжение U_{xp} линейно спадает в зависимости от параметра G при малых G и обратно пропорционально при больших G , а глубина проникновения поля в кристалл z_0 постоянна при малых G и монотонно спадает при больших. Здесь U_{xp} определяется как $U_{xp} = \left| \int_0^d E(z) dz \right|$, а z_0 — как координата точки, в которой поле $E(z_0) = E_{rp}/2$, если такая точка существует внутри кристалла, и как $z_0 = d$, если такой точки в кристалле нет.

Методика, экспериментальные результаты и их обсуждение

Схема эксперимента приведена на рис. 4. Измерения проводились на ориентированном ($d \parallel [001]$, $h_x \parallel [110]$, $h_y \parallel [1\bar{1}0]$) монокристалле силиката висмута, изготовленном в виде прямоугольного параллелепипеда с размерами $d = 4.0$, $h_x = 7.0$, $h_y = 10.25$ мм. На облучаемую грань (001) образца напылен слой диэлек-

трика (MgF_2) толщиной 10 мкм, к противоположной грани прижат прозрачный электрод (SnO_2 на стеклянной подложке). Изготовленная таким образом мишень помещалась в вакуумную трубку (ЭЛТ). Перед облучаемой электронами гранью на расстоянии $z_c = 2$ мм устанавливалась заземленная коллекторная сетка, служащая для отбора вторичных электронов. Напряжение на катоде устанавливалось из соображений получения наиболее информативной интерференционной картины и равнялось 7.1 кВ. Для определения тока через кристалл подложка соединена с сопротивлением R , падение напряжения на котором измерялось микровольтметром В2-15.

Измерение знака потенциала $\varphi(0)$ грани, облучаемой электронным пучком, проводилось с помощью продольного электрооптического эффекта. При этом использовался тот факт, что приложенное к нецентросимметричному кристаллу

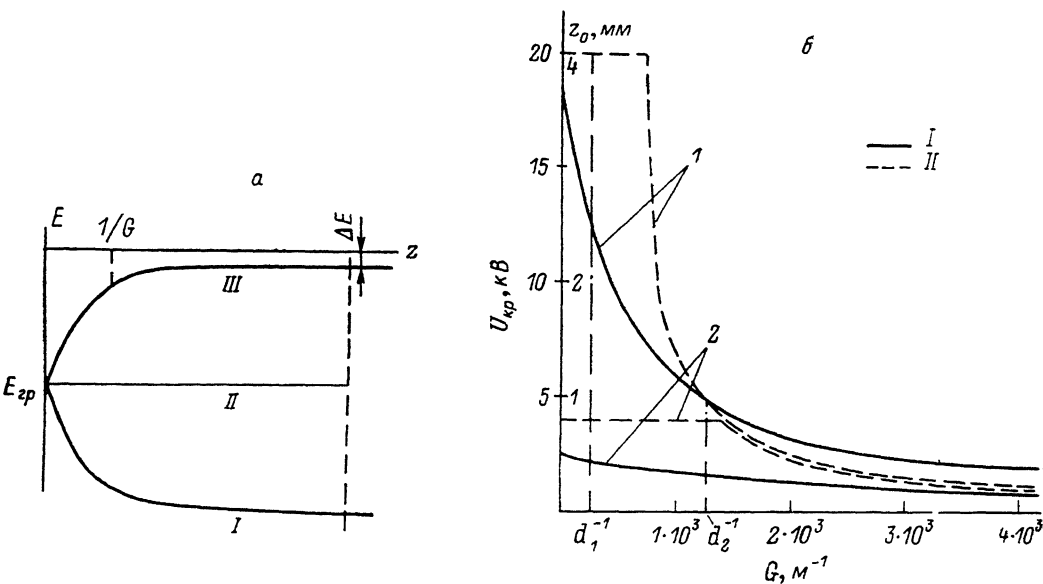


Рис. 3.

a — варианты распределения поля в кристалле в соответствии с (8); *b* — зависимость основных параметров распределения поля в кристаллах разной толщины от величины G : *I* — напряжение, прикладываемое к кристаллу *II* — глубина проникновения поля в кристалл. Расчет проведен при $d_1 = 4$ (1) и $d_2 = 0.8$ мм (2) $E_{ex} = 2.8 \cdot 10^6$ В/м.

напряжение влияет как на степень эллиптичности прошедшего кристалл света, так и на направление вращения электрического вектора световой волны, причем последнее зависит от знака приложенного напряжения. При соответствующей ориентации поляризатора Π и компенсатора $\lambda/4$ подача на кристалл полуволнового напряжения приводит к тому, что в зависимости от знака приложенного напряжения свет, прошедший систему поляризатор—кристалл—компенсатор, будет линейно поляризован либо в том же направлении, что и после выхода из поляризатора, либо в перпендикулярном к нему. Это направление поляризации определяется с помощью фотоэлектронного умножителя по интенсивности света, прошедшего анализатор A . Таким образом, предварительно откалибровав систему с помощью решетчатого электрода \mathcal{E} , на который можно подавать напряжение известной полярности $U_s = \pm |U_s|$, и затем приложив напряжение к кристаллу с помощью электронного пучка, мы определили, что при используемых нами электронном и световом пучках прикладываемое к кристаллу напряжение $\varphi(0) < 0$. Из факта $\varphi(0) = \int_0^d E(z) dz < 0$ вытекает, что во всех точках

кристалла $E(z) < 0$ (поскольку, как видно из уравнений (4), (6), в стационарном случае при дрейфовом механизме переноса заряда внутри образца не может быть точки, где поле меняет знак) и, следовательно, заряд поверхности $\Sigma_{II} < 0$.

Этим следствием мы воспользуемся для построения координатного распределения поля.

Прямое измерение координатного распределения поля в образце проводилось с помощью поперечного электрооптического эффекта. Нефотоактивный зондирующий свет, выделенный из спектра источника И2 (лампа накаливания) интерференционным фильтром ИФ на длину волны $\lambda_3 = 653$ нм, поляризованный поляризатором П2, проходит кристалл в направлении [110], перпендикулярном приложенному полю, затем состоящие его поляризации анализируются анализатором А2. Измеряя координатное распределение интенсивности прошедшего анализатор света по экрану видеоконтрольного устройства и используя методику

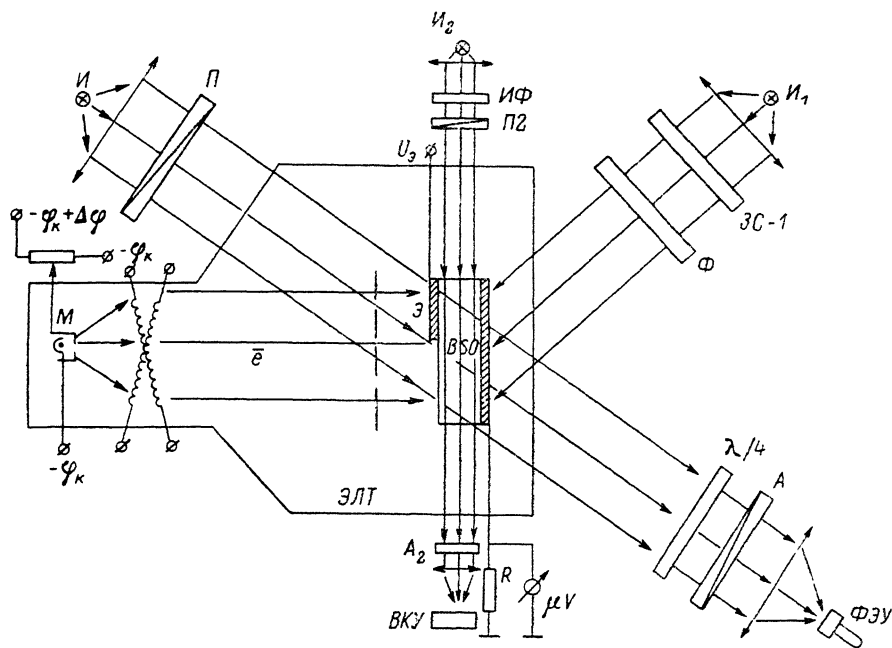


Рис. 4. Схема экспериментальной установки для измерения распределения поля в образце.

[9,10], можно восстановить распределение абсолютной величины поля в кристалле, воспользовавшись известными [11] соотношениями

$$I_2 = I_{0z} \cos^2 \frac{\Delta}{2}, \quad \Delta = \sqrt{\Gamma^2 + (2\Psi)^2}, \quad \Gamma = \frac{2\pi}{\lambda_3} h_y n_{y41}^3 E.$$

Зная знак и модуль E , легко построить зависимость $E(z)$. Результаты эксперимента приведены на рис. 5. Кривые 1—4 получены при подсветке кристалла зеленым светом, выделенным из спектра лампы накаливания мощностью 50 Вт (И1 на рис. 4) фильтром ЗС-1 (полоса пропускания 520—570 нм) и прошедшим через серые фильтры с коэффициентами пропускания, равными для каждой кривой соответственно $K_1=1$, $K_2=0.167$, $K_3=0.055$, $K_4=0$. Токи через мишень при этом составляли $j_1=11.1$, $j_2=3.9$, $j_3=3.2$, $j_4=2.8$ мА/м². Плотность тока электронного пучка в плоскости коллекторной сетки составляла 2.4 А/м² и существенно не менялась при переходе от кривой к кривой. Из рис. 5 видно, что во всех случаях поле в кристалле направлено к облучаемой электронами грани $E(z) < 0$ и спадает по абсолютной величине в глубь кристалла, причем крутизна спада увеличивается с ростом интенсивности падающего на кристалл светового потока.

Сравнивая результаты эксперимента, приведенные на рис. 5, с кривыми рис. 3, а, можно сделать вывод, что на эксперименте во всех наблюдаемых случаях $E_{\text{тп}} > \Delta E$ и во всем объеме имеется положительный заряд. Общий вид кривых и малое отличие параметров $E_{\text{тп}}$ всех четырех кривых друг от друга указывают на то, что в имеющихся результатах $\Delta E \ll E_{\text{тп}} \approx E_{\text{ax}}$, т. е. подставка, на

которой находится описываемая распределение поля экспонента, существенно меньше величины поля на облучаемой грани. Если при этом $\Delta E \ll \delta E$, где δE — погрешность измерения величины поля, взятая на правой границе образца, то оба выражения (8а), (8б) упрощаются до

$$E(z) = -E_{rp} e^{-Gz}. \quad (13)$$

Величины E_{rp} и G определяют исходя из наилучшего соответствия описываемого выражением (13) распределения поля (на рис. 5 оно показано сплошными линиями) с данными эксперимента (точки на рис. 5).

Сопоставление результатов эксперимента с выводами теории позволяет сказать, что наблюдаемая ситуация относится к случаю слабого заполнения ловушек. Действительно, воспользовавшись формулой (8б), относящейся к случаю слабого заполнения ловушек, для описания, например, кривой 1 и взяв $\Theta_{\Gamma} \sim 10^{17} \text{ м}^3 \cdot \text{с}$ [12], $\mu = 3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с} \cdot \text{В}$ [13], $g_x \sim g_r \sim g \sim 10^{20} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ (определяется из значения G по пояснению к общему решению (7а); см. также [14]), получим $N_{\Gamma} \sim \Delta E \sqrt{g_{\Gamma} \Theta_{\Gamma} G \mu (\epsilon \epsilon_0 / |j|)}$, где $\Delta E = \sqrt{\delta E (\delta E + 2E_{rp} e^{-Gd})}$, т. е. $N_{\Gamma} = 10^{19} \text{ м}^{-3}$, что совпадает с величиной,

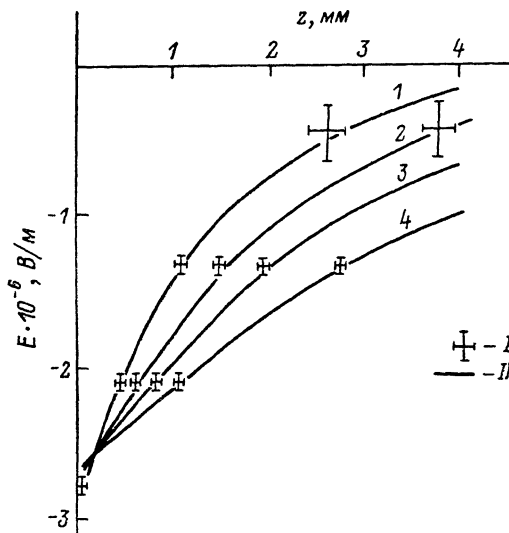


Рис. 5. Распределение поля в образце.

I — результаты эксперимента, II — расчетные кривые, полученные соответственно при параметрах E_{rp} , В/м: 1 — $2.80 \cdot 10^6$, 2 — $2.77 \cdot 10^6$, 3 — $2.72 \cdot 10^6$, 4 — $2.71 \cdot 10^6$; G , м^{-1} : 1 — $0.67 \cdot 10^8$, 2 — $0.48 \cdot 10^8$, 3 — $0.36 \cdot 10^8$, 4 — $0.26 \cdot 10^8$.

которая может быть оценена из прямых наблюдений в [10]. Если все же предположить, что реализуется случай почти полного заполнения ГЛ (см. (8а)), тогда получим $N_{\Gamma} \sim (\epsilon \epsilon_0 / e) G \Delta E$, $\Delta E \sim \delta E$, т. е. $N_{\Gamma} \sim 0.5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, что неоправданно мало для исследованных кристаллов.

Таким образом, приведенное описание стационарного распределения поля в образце, облучаемом электронным и световым пучками, хорошо согласуется с данными эксперимента. Знание этого распределения позволяет вычислить две интегральные величины, важные для работы электрооптической мишени ПВМС, — падающее на кристалле напряжение $U_{кр}$ (для обеспечения такого падения напряжения на кристалле потенциал катода должен быть не меньше $U_{кр}$) и глубину проникновения поля в кристалл z_0 . Для нахождения $U_{кр}$ надо проинтегрировать по толщине кристалла вычисленную по (8) величину $E(z)$, а для нахождения z_0 — решить уравнение $E(z_0) = (E(0))/2$. Получаемые выражения весьма громоздки, некоторые численные результаты приведены на рис. 3, б.

Список литературы

- [1] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 269 с.
- [2] Бутусов М. М., Дун А. Э., Меркин С. Ю., Тухватуллин Р. Ш. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 1. С. 111—116.
- [3] Парыгин В. Н., Суллов А. М. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 9. С. 1937—1940.
- [4] Ильинский А. В., Шадрин Е. Б. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 1. С. 34—37.
- [5] Астратов В. Н., Ильинский А. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 1. С. 108—115.
- [6] Sprague R. A. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 4. P. 1673—1678.
- [7] Овчинников И. Г., Яншин Э. В. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 355—359.
- [8] Peltie M., Misheran F. // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48. N 9. P. 3683—3690.
- [9] Pefregier Ph., Solymar L., Rajbenbach H., Huignard J. P. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. N 1. P. 45—57.

- [10] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Мельников М. Б. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 3. С. 926—929.
- [11] Сонин А. С., Василевская А. С. Электрооптические кристаллы. М., 1971. 328 с.
- [12] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Киселев В. А., Мельников М. Б. // ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 3. С. 743—745.
- [13] Hou S. L., Lauer R. B., Aldrich R. E. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. N 6. P. 2652—2658.
- [14] Ильинский А. В., Куценко А. Б., Мельников М. Б. // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 6. С. 1780—1788.

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

Поступило в Редакцию
28 июля 1988 г.

В окончательной редакции
22 мая 1989 г.