

3. Gudaev O. A., Malinovsky V. K., Paul E. E., Treshikhin V. A. Nonactivation nature of conductivity in disordered materials // Solid State Commun.—1990.—74, N 10.—P. 1169.
4. Аморфные полупроводники / Под ред. М. Бродски.—М.: Мир, 1982.
5. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников.—М.: Наука, 1977.
6. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников.—Л.: Наука, 1979.
7. Fritzsche H. // Solid State Commun.—1971.—9.—P. 1813.
8. Насибов И. О., Султанов Т. И., Мургузов М. И., Шафагатова Г. Г. Физико-химические и электрофизические свойства твердых растворов $(\text{Pr}_2\text{Se}_3)_x(\text{PbSe})_{1-x}$ ($x < 0,05$) // Изв. АН СССР. Неорг. материалы.—1989.—25, N 4.
9. Голикова О. А., Аманджанов Н., Таджиев А. А. Электрические свойства твердых растворов внедрения на основе β -ромбоэдрического бора // Изв. АН УзССР. Сер. физ.-мат. наук.—1989.—N 2.
10. Соколенко Г. А., Ботов А. А., Буйнов Л. Л. и др. Температурные и частотные зависимости электропроводности алмазных пленок // ФТП.—1990.—24, вып. 1.
11. Bakirov M. Ya., Nayafov B. A., Mamedov V. S., Madatov B. S. Electrical and optical properties of amorphous $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ semiconductors // Phys. Stat. Sol. (a).—1989.—114.—P. K45.
12. Миколайчук А. Г., Яцишин С. П., Байцар А. С., Яцишин Б. П. Электрические свойства аморфных пленок, осажденных в полях // ДАН УССР. Сер. А.—1989, N 11.
13. Kastner M. Non-radiative recombination at valence-alternation pairs // J. Phys. C: Solid State Phys.—1980.—13.—P. 3319.
14. Барановский С. Д., Карпов В. Г. Температурное гашение фотолюминесценции в халькогенидных стеклообразных полупроводниках // ФТП.—1984.—18, вып. 7.
15. Солодуха А. М., Жуков О. К. Электропроводность тонких аморфных слоев слабо восстановленного триоксида вольфрама // Изв. АН СССР. Неорг. материалы.—1989.—25, N 1.
16. Shimakava K. On the mechanism of d. c. and a. c. transport in transition metal oxide glasses // Phil. Mag. B.—1989.—60, N 3.—P. 377.
17. Калыгина В. М., Гаман В. И., Филатова И. В. и др. Электропроводность стекол системы $\text{V}_2\text{O}_5\text{—PbO}$ на постоянном и переменном токе // Физика и химия стекла.—1990.—16, N 3.
18. Evans B. L., Nasser G. Y. The d. c. conductivity of carbon films // Phys. Stat. Sol., A.—1988.—110, N 1.—P. 165.
19. Robertson N., Fridman L. Non-radiative transitions // Phil. Mag.—1976.—33, N 5.—P. 753.
20. Robertson N., Fridman L. Non-radiative transition probabilities // Phil. Mag.—1977.—36, N 4.—P. 1013.
21. Жюльен Р. Фрактальные агрегаты // УФН.—1989.—157, вып. 2.

Поступила в редакцию 17 января 1991 г.

УДК 537.311.322

А. В. Ильинский, М. Б. Мельников

(Ленинград)

РАЗМЕРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПРИ ЭКРАНИРОВАНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВЫСОКООМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Введение. В связи с развитием оптоэлектроники сильно повысился интерес к материалам, которые могут составить ее элементную базу. Значительное место среди них занимают высокоомные полупроводники, край фундаментального поглощения которых лежит в видимой, ближней

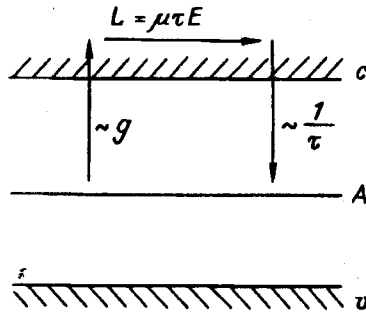


Рис. 1. Одноуровневая модель запрещенной зоны: g — темп генерации; τ — время жизни свободного электрона; L — длина дрейфа

в них электрического поля под влиянием внешних воздействий, чаще всего оптических. Поэтому в последние годы широко развивались исследования экранирования электрического поля в высокоомных полупроводниках, причем особое внимание уделялось фоторефрактивным кристаллам [1—6]. В частности, в них при однородном возбуждении и блокирующем контакте к обедняющему электроду были обнаружены два новых режима экранирования [5, 6]. Первый режим, реализующийся, если время максвелловской релаксации τ_m много меньше времени ионизации глубоких центров τ_i , сопровождается формированием слоев объемного заряда чередующихся знаков (стратификация объемного заряда) и соответственно возникновением сильных осцилляций напряженности поля E . Вторым режимом, реализующийся при $\tau_m \gg \tau_i$, сопровождается расширением зарождающегося у обедняющего электрода единственного слоя объемного заряда постоянной плотности и знака, противоположного знаку основных носителей [7]. Эти режимы наблюдались в образцах, достаточно толстых по сравнению с остальными размерами в структуре. Однако при использовании исследуемых материалов в качестве сред для оптической записи и обработки информации приходится иметь дело не с "полубесконечным" кристаллом, а с реальной структурой со вполне определенными размерами ее элементов. Поэтому с практической точки зрения существенное значение приобретают зависимости характера экранирования поля не только от соотношения времен τ_m и τ_i , но и от соотношений геометрических размеров: толщин кристалла и диэлектрической прослойки между кристаллом и обедняющим электродом, длины дрейфа носителей в кристалле и ширины области возбуждения. Изучению таких зависимостей и посвящена предлагаемая работа. Соотношение времен здесь рассматривается такое, которое реализуется в кристаллах силленитов при комнатной температуре ($\tau_m \ll \tau_i$).

Принятая модель. В настоящей работе принята модель запрещенной зоны, изображенная на рис. 1. Она включает единственный глубокий уровень A : возможна фотогенерация электронов с этого уровня в зону проводимости с темпом g и их захват на него с характерным временем τ . Концентрацию A -центров N_A будем считать существенно превосходящей достижимую в ходе экранирования концентрацию ионизованных состояний P_A , что позволяет считать g и τ постоянными величинами, а время ионизации τ_i бесконечно большим по сравнению с остальными характерными временами. Свободные электроны могут перемещаться под действием электрического поля или диффузии, но поскольку нас интересует экранирование больших полей ($E > 1$ В/мм), диффузионным током пренебрежем. Тогда уравнения баланса, неразрывности и Пуассона примут вид

$$\partial P_A / \partial t = g - n / \tau; \quad (1a)$$

$$\partial n / \partial t + n / \tau - g = -\mu \operatorname{div}(nE); \quad (1b)$$

$$\operatorname{div} E = (e/\epsilon\epsilon_0)(P_A - n). \quad (1b)$$

Здесь n , μ , e — концентрация, подвижность и заряд свободных электронов. Начальное условие (2) означает первоначальную (на момент начала фотовозбуждения) электронейтральность образца

$$E(z, 0) = -E_0 = -U/(b + d), \quad (2)$$

где U — напряжение на структуре; d , d_d , ϵ , ϵ_d — толщины и диэлектрические проницаемости кристалла и диэлектрика; $b = d_d\epsilon/\epsilon_d$. Граничные условия будут соответствовать блокирующему контакту с обедняющим электродом (катодом) (3а), (12а) и постоянству напряжения на структуре (3б), (12б); их формальные выражения приведем ниже при рассмотрении конкретных случаев.

Многочисленные опыты [4, 8—10] показывают, что хотя реально в процессе обычно участвуют два уровня, приведенной схемы достаточно для описания переноса заряда в кристаллах силленитов, если до приложения напряжения образец засвечивался зеленым ($\lambda = 530$ — 580 нм) светом, затем выдерживался в темноте с тем, чтобы вывести из игры остальные группы уровней локальных центров в этих кристаллах, обладающих весьма сложным спектром локальных состояний [11]. После приложения напряжения кристалл выдерживался в темноте в течение времени $t > 100$ мкс, после чего включалась засветка. Это позволяло не принимать во внимание фазу процесса, связанную с зарядкой емкости структуры и протекающую на временах ~ 10 мкс, поскольку проводимость

образца в темноте не превышает 10^{-14} (Ом·см) $^{-1}$ и в отсутствие фотовозбуждения он ведет себя как диэлектрик.

Методика эксперимента. Эксперименты, результаты которых использованы в данной работе, проведены на кристаллах силиката (германата) висмута $\text{Bi}_{12}\text{Si}(\text{Ge})\text{O}_{20}$. Благодаря нецентросимметричности кристаллов к ним удастся применить электрооптический метод прямого измерения распределения поля, основанный на зондировании образца нефотоактивным плоскополяризованным светом и анализе внесенных в ходе прохождения света через кристалл электрическим полем изменений состояния его поляризации. Метод подробно описан в [12]. Кроме того, проводились измерения кривых релаксации фототока в силленитосодержащих структурах в широком диапазоне величин приложенного поля (10 — 10^4 В/мм, см., например, [3, 17]).

Методика расчета. Получить аналитическое решение системы (1) удастся лишь для начальной стадии процесса экранирования, на которой отличие поля от первоначально однородного не слишком велико, в двух предельных случаях. Первый — для "бесконечно тонкого" (по сравнению с длиной дрейфа) кристалла, в объеме которого не происходит захвата свободных электронов [13], второй — для кристалла "бесконечно толстого", в глубине которого поле в ходе экранирования не меняется [7]. В связи с этим нами для точного описания релаксации поля и анализа величин, важных при практическом использовании высокоомных образцов, применялась методика численного расчета, позволяющая получать решение для произвольной стадии экранирования и при произвольном соотношении геометрических размеров и длины дрейфа в структуре. Метод основан на приближении, в котором перенос свободного заряда происходит в поле, медленно (по сравнению с временем жизни электрона в зоне проводимости) меняющемся в соответствии с перераспределением заряда, захваченного на глубокие уровни локальных центров. Это обстоятельство приводит к тому, что применимость нашего метода

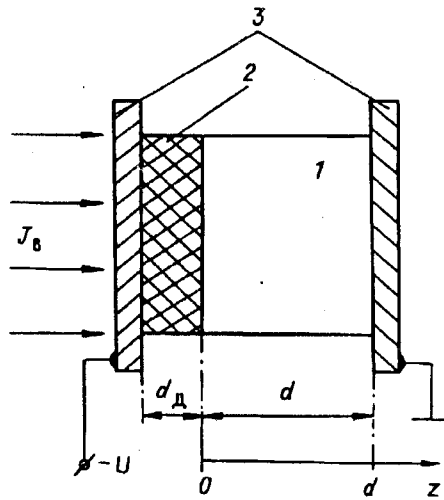


Рис. 2. Схема опыта при однородном возбуждении кристалла:

1 — кристалл; 2 — диэлектрическая прослойка; 3 — электроды; J_v — возбуждающий свет

ограничена высокоомными полупроводниками, в которых $\tau_m \gg \tau$. Заметим, что при исследовании этих материалов нельзя ограничиться усовершенствованным недавно [14] методом решения задач переноса заряда в установившемся поле, поскольку интерес в них представляют прежде всего переходные процессы. Процедура проведения расчетов описана в [5] для однородно возбуждаемого кристалла, в [15] — для локально возбуждаемого.

1. *Экранирование при однородном фотовозбуждении.* Здесь мы рассмотрим простейшую ситуацию, исследование которой позволило выработать представления о роли различных групп уровней в процессе экранирования поля в изучаемых материалах и обнаружить ранее не наблюдавшиеся режимы эволюции поля в полупроводниках. При однородном фотовозбуждении (рис. 2) наиболее наглядно проявляются все особенности релаксации поля, тока и напряжения на кристалле и их зависимость от соотношения длины дрейфа электронов $L_0 = \mu\tau E_0$ в первоначально однородном поле E_0 , толщины кристалла d и эффективной толщины диэлектрика b . Из практических устройств в условиях однородного фотовозбуждения работают простейшие модуляторы — оптические затворы, на выходе которых получается пространственно немодулированный сигнал $J(t)$.

В обозначениях рис. 2 граничные условия формализуются в виде

$$n(0, t) = 0; \quad (3a)$$

$$bE(0, t) + \int_0^d E(z, t) dz = -U. \quad (36)$$

А. Кристалл, толстый по сравнению с диэлектриком ($d \gg b$).
 а) Структура металл — полупроводник ($d \gg L_0 \gg b \rightarrow 0$). Этот случай выделяется тем, что все напряжение в ходе экранирования остается на кристалле, лишь перераспределяясь по его объему. Граничное условие (36) может быть упрощено до

$$\int_0^d E(z, t) dz = -U. \quad (4)$$

Аналитическое описание [7] приводит при $\tau \ll t \ll \tau_m$ к решению

$$E(z, t) = E_0 \left\{ 1 + \sqrt{L_0 t (z \tau_m)^{-1}} \exp(-z/L_0) J_1 [2(z t / L_0 \tau_m)^{1/2}] \right\} \quad (5)$$

(J_1 — функция Бесселя 1-го рода). Оно качественно соответствует наблюдаемым зависимостям, но проводить сравнение его с экспериментом затруднительно, поскольку (5) описывает лишь начальную стадию эволюции, а экспериментально зафиксировать слабые на этой стадии изменения поля весьма сложно. Из (5) видно, что пространственно-временное распределение поля определяется величинами времени максвелловской релаксации $\tau_m = \epsilon\epsilon_0(eg\mu\tau)^{-1}$ и длины дрейфа электронов в первоначальном поле L_0 .

Плотность тока при блокирующем контакте

$$i(t) = \epsilon\epsilon_0\partial E(z, t)/\partial t + e\mu n(z, t)E(z, t) = \epsilon\epsilon_0\partial E(0, t)/\partial t. \quad (6)$$

Использование (6) совместно с (5) приводит к $i(t) = \epsilon\epsilon_0 E_0/\tau_m = \text{const}$, в то время как эксперимент свидетельствует о спаде тока. Это несоответствие объясняется неприспособленностью решения (5) для описания релаксации тока. Приближенное аналитическое выражение для описания поведения тока можно получить в предположении, что перенос электронов в кристалле происходит с некоторой средней скоростью

$$v = d/\tau_f = \mu E_a.$$

Здесь τ_f — время пролета электрона через образец; E_a — поле в прианодной части образца (при $z \gg L$). В этом приближении при условии (2), воспользовавшись (1)–(4), можно написать:

$$E(z, t) = -(E_k - E_a)\exp(-z/L) - E_a;$$

$$E_k = \{U - E_a(d - L)\}/L; \quad L = \mu\tau E_a.$$

Здесь E_k — поле у катода (при $z = 0$). Тогда постоянство по координате z полного тока (см. (6)) означает $\partial E_a/\partial t + E_a/\tau_m = \partial E_k/\partial t$, что приводит к уравнению $\partial E_a/\partial t = E_a^3/(\mu\tau\tau_m U)$, которое при учете (2) даст:

$$E_a = E_0[1 + 2(L_0/d)(t/\tau_m)]^{-1/2}; \quad (7a)$$

$$E_k - E_a = E_0 d/L_0 \{ [1 + 2(L_0/d)(t/\tau_m)]^{1/2} - 1 \}; \quad (7б)$$

$$i(t) = i_0 [1 + 2(L_0/d)(t/\tau_m)]^{-1/2}; \quad i_0 = \epsilon\epsilon_0 E_0 \tau_m^{-1}. \quad (7в)$$

Результаты расчета по (7в) приведены на рис. 3, *b* штриховой линией, качественно описывающей релаксацию фототока. Отметим, что такой подход совсем не отражает богатую картину экранирования в кристалле, от которой здесь остается лишь один сужающийся слой положительного объема заряда. По-видимому, только численное моделирование процессов переноса позволяет описать релаксацию поля и тока в рассматриваемой структуре во всей совокупности их свойств. Результаты численного расчета приведены на рис. 3, *a*, из которого видно, что в ходе экранирования в кристалле возникают ярко выраженные осцилляции поля. При этом относительный размах осцилляций $\Delta E_m/E_0$ тем больше,

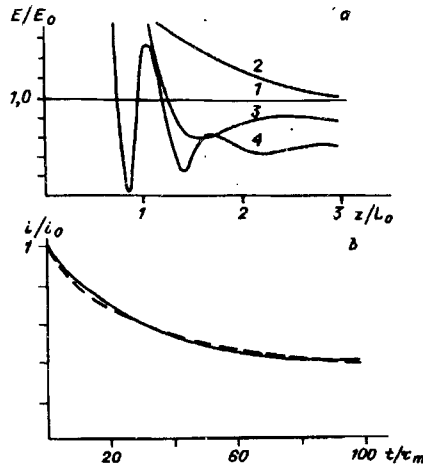


Рис. 3. Эволюция поля (а) и тока (б) при однородном возбуждении в МП-структуре с малой длиной дрейфа ($d/L_0 = 30$; $b = 0$): 1 — $t/\tau_m = 0$; 2 — 2; 3 — 10; 4 — 40. Сплошные линии — численный расчет, штриховая — расчет по приближенной формуле (7в)

чем меньше L_0/d (ΔE_m — разность значений поля в первом минимуме и первом максимуме). Достигалось [5, 16] детальное соответствие результатов расчета и эксперимента. Хорошо описывается здесь также релаксация тока (см. рис. 3, б), которая происходит тем медленнее, чем меньше отношение L_0/d .

Отметим, что самостоятельное практическое значение рассмотренного случая ограничено. Простейший оптический затвор на продольном эффекте Поккельса на МП-структуре работать не будет, поскольку напряжение на активном элементе здесь остается неизменным; затвор на поперечном эффекте (сигнальный световой пучок распространяется перпендикулярно оси z), реагирующий на изменение поля вдали от катода E_a , принципиально возможен, но будет обладать весьма малым быстродействием: в соответствии с (7а) характерное время изменения прианодного поля $t_E = \tau_{md}/L_0 \gg \tau_m$.

б) МДП-структура с тонким диэлектриком и малой длиной дрейфа ($d \gg b \gg L_0$). Такая структура исследовалась в [3, 17]. Из-за наличия диэлектрика упрощение условия (3б) до (4) здесь недопустимо. Приближенное рассмотрение можно провести [17] в предположении, что дрейф электронов происходит во всякий момент t в некотором среднем поле $E_{cp} = d^{-1} \int_0^d E(z, t) dz$, а влияние неоднородности поля, сосредоточенной в небольшой ($z \leq L_0 \ll d$) области, пренебрежимо мало. В таком приближении получается один слой положительного объемного заряда возрастающей плотности, со временем сжимающийся к катоду в соответствии с формулами

$$E(z, t) = -(E_k - E_a) \exp(-z/L) - E_a; \quad (8а)$$

$$E_a = E_0 \exp(-t/\tau_s); \quad E_k - E_a = E_0(1 + d/b)[1 - \exp(-t/\tau_s)]; \quad (8б)$$

$$L(t) = (\tau_s/t)L_0[1 - \exp(-t/\tau_s)]; \quad (8в)$$

$$\tau_s = \tau_m(1 + d/b). \quad (8г)$$

Воспользовавшись (6), получим приближенное выражение для тока

$$i(t) = i_0 \exp(-t/\tau_s); \quad i_0 = \epsilon \epsilon_0 E_0 (1 + b/d)^{-1} \tau_m^{-1}. \quad (9)$$

Численный расчет [17] показывает, что в исследуемом случае в ходе вытеснения поля в диэлектрик и прикатодную область в распределении поля, как и в случае А-а, возникают осцилляции, однако размах их меньше, чем в МДП-структуре, поскольку поле эффективно вытесняется

в диэлектрик. Приближенная формула (9) здесь хорошо совпадает с результатами эксперимента и численного расчета. Заметим, что измерения фототока в МДП-структуре позволяют определить практически важный параметр — падение напряжения на кристалле $U_{кр}$, прямое измерение которого может быть затруднительно. Из (36), (6), (9) следует

$$U_{кр} = U - b \left\{ E_0 + (\epsilon \epsilon_0)^{-1} \int_0^t i(t') dt' \right\} = E_0 d \exp(-t/\tau_s). \quad (10)$$

В соответствии с (8б) и (10) в МДП-структуре поле в глубине кристалла E_a и напряжение $U_{кр}$, определяющие действие затворов на поперечном и продольном эффектах соответственно, спадают одинаково экспоненциально с характерным временем вытеснения поля в диэлектрик τ_s , зависящим только от времени Максвелла и отношения d/b .

в) Структура с большой длиной дрейфа ($L_0 \gg d \gg b$). Этот случай аналитически описывается на начальной стадии процесса, пока в любой точке кристалла длина дрейфа больше расстояния до анода и все свободные электроны выводятся через положительный электрод без локализации внутри образца. При таком условии темп фотогенерации совпадает с темпом накопления объемного заряда, плотность которого повсеместно равна $p(t) = egt$. Тогда из (16), (36) получим

$$E(z, t) = -E_0 + t(2\mu\tau\tau_m)^{-1} [2z - d^2/(b+d)]; \quad (11a)$$

$$i(t) = d^2 [2\mu\tau\tau_m(b+d)]^{-1}, \quad (11б)$$

т. е. поле имеет на начальной стадии постоянный по координате z и увеличивающийся со временем градиент, а ток не зависит ни от времени, ни от напряжения на структуре.

Очевидно, (11) описывает процесс лишь до тех пор, пока поле в прианодной части не уменьшится настолько, что электроны уже не будут за время их жизни успевать выводиться из кристалла, т. е. до момента $t_1 = 2\tau_m(L_0/d)[(d+b)/(d+2b)]$. После этого момента эволюция будет происходить весьма сложным образом, поскольку в прикатодной области перенос будет осуществляться в чрезвычайно больших, а в прианодной — в весьма незначительных полях.

Численный расчет, результаты которого приведены на рис. 4, а, показывает, что эволюция в основном сведется к сжатию слоя положительного заряда к катоду. В прианодной области при этом возможны небольшие осцилляции поля, но их размах всегда существенно меньше величины первоначального поля и соответственно размаха осцилляций при $L_0 \ll d$. В релак-

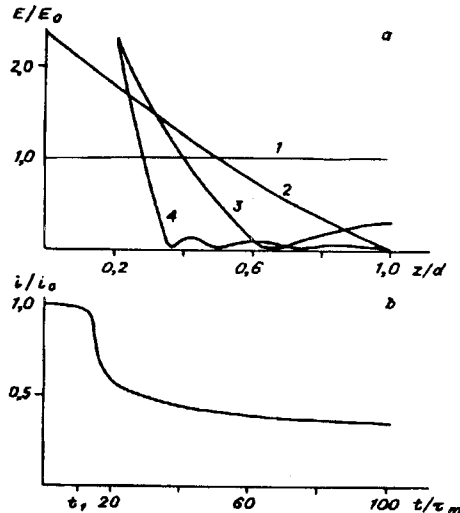


Рис. 4. Эволюция поля (а) и тока (б) в МДП-структуре с большой длиной дрейфа ($d/L_0 = 0,2$; $b = 0$):

1 — $t/\tau_m = 0$; 2 — 12; 3 — 25; 4 — 90

сации фототока (рис. 4, б) наблюдается особенность в виде начального квазипостоянного участка, длина которого, примерно совпадающая с t_1 , растет с ростом L_0/d . Что касается напряжения на кристалле, то при $t < t_1$ оно меняется, как релаксации напряжения на активном элементе $t_u > t_1 = 2\tau_m L_0/d \gg \tau_m$, т. е. ее быстродействие весьма мало и уменьшается с ростом напряжения.

Таким образом, в структуре с тонким диэлектриком наблюдаются наиболее интересные особенности релаксации поля и тока, однако как раз те случаи, в которых они наблюдаются, представляют наименьший интерес с точки зрения практического использования структуры.

Б. Кристалл, тонкий по сравнению с диэлектриком ($d \ll b$).

а) Структура с малой длиной дрейфа ($b \gg d \gg L_0$). Приближенное описание, дающее самое общее представление о процессе, здесь ничем не отличается от случая А-б (см. формулы (8)). Разница состоит в том, что в рассматриваемой структуре осцилляции поля не появляются и в результате точного численного расчета (рис. 5, а), т. е. здесь весь процесс экранирования сводится к вытеснению поля из кристалла в диэлектрик без каких-либо заметных особенностей. Качественно это можно пояснить тем, что осцилляции развиваются на временах $t \geq \tau_m$, а при данном соотношении b/d , согласно (8г), время вытеснения $\tau_s \sim \tau_m$, т. е. ко времени, когда могли бы развиваться осцилляции, поле слишком сильно уменьшается из-за вытеснения его в диэлектрик. Формально отличие этого случая от аналитически описанного в [7] объясняется тем, что граничное условие (3б) здесь приближенно сводится не к (4), а к выражению $E(0, t) = -U/b$, означающему постоянство поля на границе кристалла. Релаксация фототока удовлетворительно описывается (9) (см. рис. 5, б).

Заметим, что здесь в соответствии с (10) характерное время вытеснения напряжения из кристалла $t_u = \tau_s \sim \tau_m$, т. е. не превышает максвелловского времени при данном уровне засветки. Следовательно, перспективно применение структуры с такими размерными соотношениями там, где необходимо высокое быстродействие.

б) Структура с большой длиной дрейфа ($b, L_0 \gg d$). Формальное описание процессов переноса в этом случае не отличается от проведенного в пункте А-в, поэтому подробно обсуждать их здесь не будем. Отметим лишь следующие отличия. Во-первых, длина квазипостоянного участка на кривой релаксации фототока $t_1 = \tau_m L_0/d$, что вдвое короче, чем в

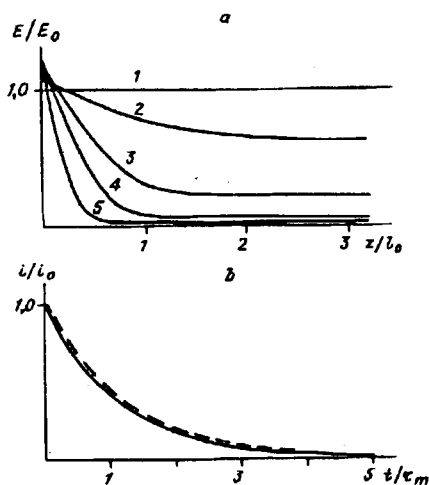


Рис. 5. Эволюция поля (а) и тока (б) в МДП-структуре с толстым диэлектриком и малой длиной дрейфа ($d/L_0 = 43,5$; $d/b = 0,19$): 1 — $t/\tau_m = 0$; 2 — 0,56; 3 — 1,72; 4 — 2,33; 5 — 4,03. Сплошные линии — численный расчет, штриховая — расчет по приближенной формуле (9)

Размерные соотношения	$d \gg L_0 \gg b$	$d \gg b \gg L_0$	$L_0 \gg d \gg b$	$b \gg d \gg L_0$	$\{b, L_0\} \gg d$
Соотношение времен	$\tau_m \gg \tau_f \gg \tau$	$\tau_s \gg \tau_m \gg \tau_f \gg \tau$	$\tau_m \gg \tau \gg \tau_f$	$\tau_s = \tau_m \gg \tau_f \gg \tau$	$\tau_m \gg \tau \gg \tau_f$
Поведение поля	Сильно выраженные осцилляции в ходе экранирования	Осцилляции в ходе экранирования	Вытеснение поля в прикатодную область и диэлектрик	Вытеснение поля в диэлектрик	Вытеснение поля в диэлектрик
Поведение тока	Медленный спад с характерным временем $\tau_m d/L_0$	Экспоненциальный спад с характерным временем $\tau_m d/b$	Квазипостоянный начальный участок длиной $2\tau_m L_0/d$	Экспоненциальный спад с характерным временем τ_m	Квазипостоянный начальный участок длиной $\tau_m L_0/d$
Время релаксации напряжения t_u	$t_u \gg \tau_m d/L_0$	$t_u = \tau_m d/b$	$t_u \gg 2\tau_m L_0/d$	$t_u = \tau_m$	$t_u = \tau_m L_0/d$

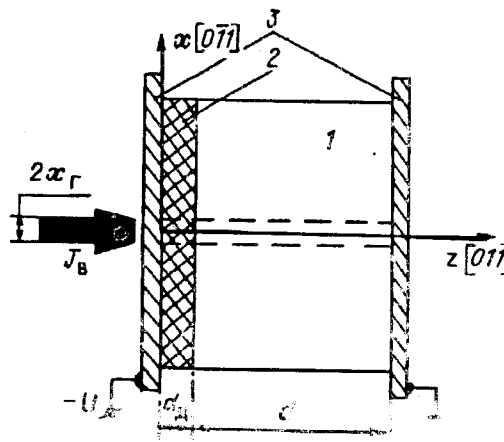
структуре с тонким диэлектриком. Во-вторых, напряжение на кристалле за это время уменьшается вдвое, т. е. можно считать $t_u = t_1$. Последнее означает, что время отклика такой структуры на фотовозбуждение всегда меньше, чем в случае А-в, но превышает время Максвелла и растет с ростом напряжения. Соотношение L_0/b здесь не существенно для картины экранирования.

Завершая раздел, приведем сводную таблицу зависимости характера экранирования при однородном возбуждении от размерных соотношений; в ней же сформулируем их на языке соотношений времен τ , τ_m , τ_f , τ_s .

2. *Экранирование при локальном фотовозбуждении.* В настоящем разделе рассмотрим экранирование поля при возбуждении высокоомного полупроводника узкой полоской однородно поглощаемого фотоактивного света в геометрии, приведенной на рис. 6. Очевидно, динамика экранирования здесь будет отличаться от рассмотренной в разд. 1, поскольку там потенциал внутреннего заряда зависел от координаты линейно, а здесь логарифмически. Актуальность рассматриваемой задачи определяется тем, что она соответствует записи на мишень единичной линии и является основой для исследования записи массивов информации $J(x, t)$. Оценим отклик мишени на запись единичной линии при

Рис. 6. Схема опыта при локальном возбуждении кристалла:

1 — кристалл; 2 — диэлектрическая прослойка; 3 — электроды; J_B — возбуждающий свет



использовании как продольного (вариант модулятора ПРОМ), так и поперечного (ПРИЗ) [1] эффекта Поккельса.

Граничные условия к (1) в обозначениях рис. 6 примут вид

$$n(b, x, t) = 0; \quad (12a)$$

$$\Phi(0, x, t) = -U; \quad \Phi(\Lambda, x, t) = 0; \quad \Lambda = b + d. \quad (12б)$$

Хотя поле E в (1) теперь двухкомпонентно (E_z, E_x), можно показать [15], что при возбуждении кристалла узкой световой полоской перенос заряда осуществляется лишь в образованном ею проводящем канале и определяется z -составляющей поля. Двухкоординатность задачи сводится к тому, что приходится иметь дело не с одномерным, а с двумерным уравнением Пуассона, решение которого для потенциала имеет вид

$$\Phi(z, x, t) = (\epsilon\epsilon_0)^{-1} \int_b^\Lambda d\xi \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi G(z, x, \xi, \xi) \rho(\xi, \xi, t) - U(1 - z/\Lambda), \quad (13)$$

где

$$G = -(4\pi)^{-1} \ln \left\{ \frac{[(z' - \xi')^2 + (x' - \xi')^2]}{[(z' + \xi')^2 + (x' - \xi')^2]} \right\};$$

$$x' + jz' = \text{th} [\pi(x + jz)(2\Lambda)^{-1}], \quad j — \text{мнимая единица.}$$

Ниже мы рассмотрим эволюцию поля в структурах с размерными соотношениями, при которых наиболее сильно отличались картины экранирования под воздействием однородного возбуждения (см. разд. 1), а затем проанализируем поведение практически важных интегральных параметров.

а) Структура с толстым кристаллом ($d \gg b, L_0$). При этой комбинации размерных соотношений получается достаточно простое аналитическое выражение, описывающее релаксацию поля в прианодной области на начальной стадии процесса до тех пор, пока перенос электронов можно считать происходящим в постоянном поле E_0 . Согласно (1а, б), это приводит к накоплению заряда в полосе генерации по закону

$$\rho(z, x, t) = gt \exp(-z/L_0) \text{ при } x < x_r \text{ и } \rho = 0 \text{ при } x > x_r,$$

где x_r — полуширина полосы генерации. Тогда (13) при $(1 - z/\Lambda) \ll 1$ упрощается до

$$\Phi = \left\{ \pi E_0 (L_0 + 2b)(x_r/\Lambda)(t/\tau_m) 4 \text{ch}^2 [(\pi/2)(x/\Lambda)] - U \right\} [1 - z/\Lambda],$$

что позволяет оценить характерное время релаксации E_z в прианодной области

$$t_E(x) = \tau_m \Lambda^2 x_r^{-1} (L_0 + 2b)^{-1} \text{ch}^2 [(\pi/2)(x/\Lambda)].$$

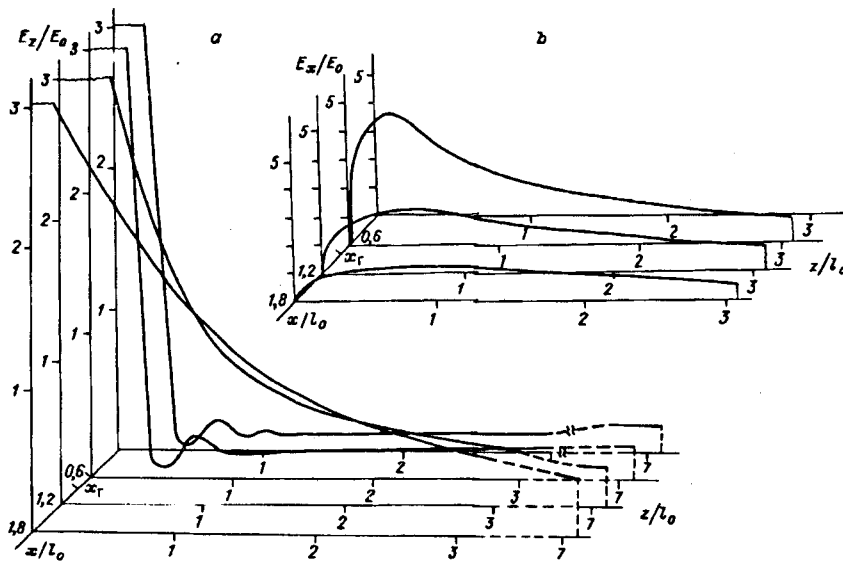


Рис. 7. Распределение поля в кристалле с малой длиной дрейфа при локальном возбуждении ($d/L_0 = 7,47$; $b/L_0 = 0,45$; $2x_r/L_0 = 1,8$; $t/\tau_m = 40$):
 а — продольная составляющая поля, б — поперечная

Отсюда видно, что с увеличением толщины структуры увеличивается время ее реакции в полосе засветки ($x = 0$), а пространственное разрешение уменьшается, поскольку растет расстояние $x \sim \Lambda$ от полосы засветки, на котором структура перестает эту засветку чувствовать. Результаты численного расчета распределения поля на больших временах приведены на рис. 7. Из него видно, что продольная составляющая вытесняется в прикатодную область тем сильнее, чем ближе к центру полосы генерации; одновременно возникает поперечная составляющая, максимум которой достигается по оси x на границе полосы генерации (при $x \sim x_r$), а по оси z на расстояниях от катода, несколько меньших длины дрейфа (при $z \leq L_0$). Отметим одну особенность экранирования — возникновение осцилляций z -составляющей поля без появления знакопеременного объемного заряда, что связано с двухкомпонентностью поля и невозможно при однородном возбуждении.

б) Структура с большой длиной дрейфа ($L_0 \gg d, b$). При размерных соотношениях, отличных от рассмотренных в п. «а», даже приближенного аналитического описания эволюции поля при локальном возбуждении пока не получено. Проведенный нами численный анализ показывает, что новых интересных особенностей экранирования при этом не наблюдается. На рис. 8 приведена картина распределения поля в структуре без диэлектрика с тонким (по сравнению с длиной дрейфа) кристаллом. Такая структура представляет особый практический интерес, так как на ней создан модулятор света ПРИЗ [1], обладающий рядом преимуществ. Из рис. 8 видно, что здесь максимум поперечной состав-

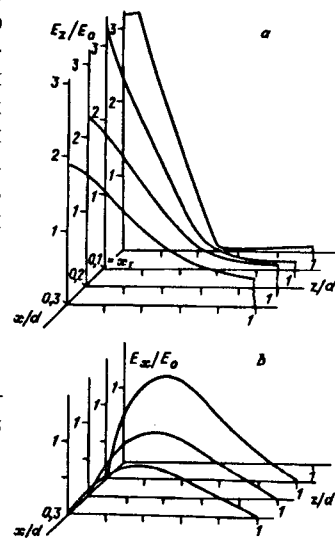


Рис. 8. Распределение поля в кристалле с большой длиной дрейфа при локальном возбуждении ($d/L_0 = 0,2$; $b = 0$; $2x_r/L_0 = 0,05$; $t/\tau_m = 120$):
 а — продольная составляющая поля, б — поперечная

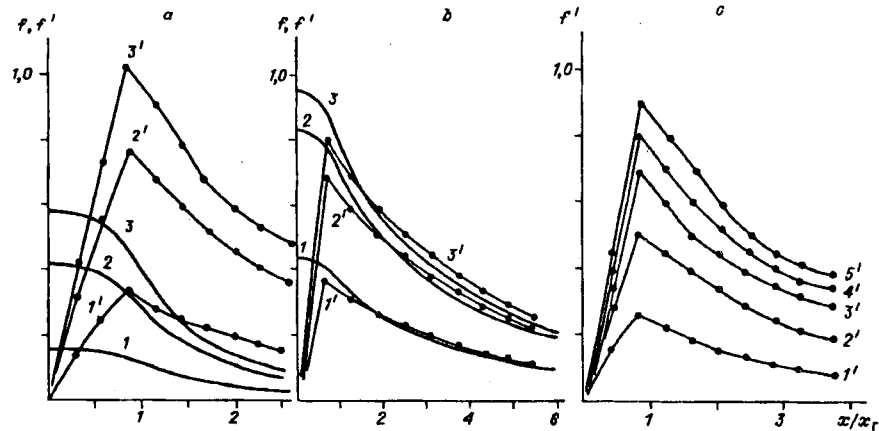


Рис. 9. Интегральные характеристики экранирования поля при локальном возбуждении; $f = (U - U_0 \lambda) / U$ (сплошные линии); $f' = V / U$ (точки):
 а — $d/L_0 = 7,47$; $b/L_0 = 0,45$; $2x_T/L_0 = 1,8$; $t/\tau_m = 6$ (1, 1); $t/\tau_m = 18$ (2, 2');
 $t/\tau_m = 30$ (3, 3'); б — $d/L_0 = 7,47$; $b/L_0 = 7,47$; $2x_T/L_0 = 1,8$; $t/\tau_m = 6$ (1, 1'); $t/\tau_m = 18$ (2, 2');
 $t/\tau_m = 30$ (3, 3'); в — $d/L_0 = 0,2$; $b = 0$; $2x_T/L_0 = 0,05$; $t/\tau_m = 24$ (1'), $t/\tau_m = 48$ (2'), $t/\tau_m = 72$ (3'), $t/\tau_m = 96$ (4'), $t/\tau_m = 120$ (5')

ляющей по оси z в отличие от структуры с «толстым» кристаллом достигается примерно в центре кристалла (при $z \sim 0,4d$).

в) Интегральные характеристики экранирования. Не рассматривая подробно картин эволюции поля, приведем здесь интегральные характеристики, определяющие эффективность использования исследуемых кристаллов в качестве активных элементов оптической обработки информации. При использовании продольного электрооптического эффекта это величина падающего на кристалле напряжения

$$U_{кр}(x, t) = \int_b^{\Lambda} E_z(z, x, t) dz, \text{ а при использовании поперечного эффекта —}$$

$$\text{интеграл от поперечной составляющей } V(x, t) = \int_b^{\Lambda} E_x(z, x, t) dz \text{ [18]. На}$$

рис. 9 приведена динамика этих величин для различных структур. Видно, что сигнал для продольного эффекта $f = (U - U_{кр}) / U$ имеется только в МДП-структурах, увеличивается с ростом толщины диэлектрика (рис. 9, а, б), максимален в центре полосы генерации, медленно падает на небольших расстояниях от него и быстро — на больших. Сигналы для поперечного эффекта $f' = V / U$ на МДП (см. рис. 9, а, б)- и МП (рис. 9, в)-структурах, похожи, максимальны на границе полосы генерации, резко спадают к ее центру и плавно — к периферии образца. Временная зависимость всех сигналов сублинейная.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации.—Л.: Наука, 1983.
2. Анцыгин В. Д., Гудаев О. А., Малиновский В. К. Нелинейный фотоотклик в структурах $M(Bi_{12}GeO_{20})M$ // Автометрия.—1980.—N 1.
3. Константинов О. В., Мезрин О. А., Кацавец Н. И., Леонов Е. И. О механизме релаксации электрического поля в МДП-структуре на основе фотопроводящего германата висмута // ФТТ.—1983.—25, вып. 12.
4. Refregier P. H., Solymar L., Rajbenbach H. and Huguinard J. P. Two-beam coupling in photorefractive $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals with moving gratings: Theory and experiment // J. Appl. Phys.—1985.—58, N 1.—P. 45.

5. Астратов В. Н., Ильинский А. В., Киселев В. А., Мельников М. Б. Динамика распределения поля и заряда в $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ при термической ионизации ловушек // ФТТ.—1983.—25, вып. 9.
6. Астратов В. Н., Ильинский А. В., Фурман А. С. Динамика экранирования электрического поля в фоторефрактивных кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ // Письма в ЖТФ.—1988.—14, вып. 14.
7. Фурман А. С. Динамика экранирования поля в полупроводнике с глубоким примесным уровнем // ФТП.—1988.—22, вып. 12.
8. Астратов В. Н., Ильинский А. В., Мельников М. Б. Влияние предварительного оптического возбуждения ловушек на процессы переноса заряда в $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ // ФТТ.—1983.—25, вып. 7.
9. Peltier M., Micheron F. Volume hologram recording and charge transfer process in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ and $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ // J. Appl. Phys.—1977.—48.—P. 3683.
10. Камшилин А. А., Петров М. П. Инфракрасное гашение фотопроводимости и голографическая запись в силикате висмута // ФТТ.—1981.—23, вып. 10.
11. Гудаев О. А., Гусев В. А., Детиненко В. А. и др. Уровни энергии в запрещенной зоне кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ // Автометрия.—1981.—N 5.
12. Астратов В. Н., Ильинский А. В. Прямое исследование распределения поля в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ с помощью поперечного электрооптического эффекта // ФТТ.—1982.—24, вып. 1.
13. Брыксин В. В., Коровин Л. И. Роль нелинейных процессов в формировании приповерхностного фотоиндуцированного заряда в диэлектриках // ФТТ.—1984.—26, вып. 11.
14. Ильин В. П., Куклина Г. Я. Об итерационном решении уравнений переноса заряда в полупроводниках // Автометрия.—1990.—N 1.
15. Ильинский А. В., Куценко А. Б., Мельников М. Б. Эволюция электрического поля в силикате висмута при локальном фотовозбуждении // ЖТФ.—1990.—60, вып. 11.
16. Астратов В. Н., Ильинский А. В., Киселев В. А. Стратификация объемного заряда при экранировании поля в кристаллах // ФТТ.—1984.—26, вып. 9.
17. Ильинский А. В., Куценко А. Б., Мельников М. Б. Релаксация фототока и электрического поля в МДП-структуре на основе силиката висмута // ФТТ.—1988.—30, вып. 6.
18. Брыксин В. В., Коровин Л. И., Петров М. П., Хоменко А. В. Теория явления динамической селекции изображений в фоторефрактивных средах // ФТТ.—1982.—24, вып. 2.

Поступила в редакцию 18 декабря 1990 г.

УДК 621.382:537.226.4:537.246

М. Окуяма, А. Фуйисава, Н. Исака, Й. Хамакава

(Осака, Япония)

ВЫРАЩИВАНИЕ ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ТОНКИХ ПЛЕНОК PbTiO_3 НА ПОДЛОЖКЕ SiO_2/Si

Введение. Сегнетоэлектрическим тонким пленкам в последнее время уделяется много внимания, так как они могут иметь широкий спектр применений: в интегральной памяти [1, 2], инфракрасных датчиках [3—5], ультразвуковых датчиках [6] и оптических устройствах [7, 8].

Пленки PbTiO_3 обладают хорошими сегнетоэлектрическими свойствами. Тонкие пленки PbTiO_3 изготавливаются различными методами, такими, как радиочастотное распыление [9], химическое осаждение [10—12], разложение органометаллических компаундов [13] и золь-гель метод [14]. Когда подложками являются окисные кристаллы, например MgO и SrTiO_3 , выращиваются эпитаксиальные или ориентированные по оси с пленки, обладающие значительно лучшими сегнетоэлектрическими свойствами, нежели поликристаллические пленки на кремниевых (Si) или платиновых (Pt) подложках [15—18]. Для широкого применения необходимо, чтобы сегнетоэлектрические тонкие пленки осаждались на кремниевую подложку при низкой температуре.