

РЕЛАКСАЦИЯ ФОТОТОКА И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В МДП СТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ СИЛИКАТА ВИСМУТА

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

Дан теоретический анализ релаксации фототока и поля в МДП структуре на основе высокоомного полупроводника в условиях однородной фотогенерации и рекомбинации при произвольном соотношении толщины полупроводника, диэлектрика и длины дрейфа электронов. Показано, что объемный характер релаксации поля находит отражение в особенностях формы кривых зарядного тока структуры, что позволяет по кинетике фототока судить о размерах возникающей при обедняющей полярности приложенного напряжения области пространственного заряда. Сопоставление с экспериментом, проведенным для кристаллов типа силленитов при комнатной температуре, облучения зеленым светом ($\lambda = 530 \div 580$ нм) в интервале напряженности поля $10^4 \div 10^7$ В/м показывает справедливость приведенного анализа. Определены длина дрейфа электронов в единичном поле и максвелловское время (при заданном уровне облучения) в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

Интерес к кристаллам силленитов обусловлен тем, что они являются удобными объектами для изучения общих закономерностей фотоэлектрических явлений в высокоомных полупроводниках, а также используются в качестве рабочих элементов ряда оптических устройств: как реверсивные среды для записи объемных голограмм и как материалы для мишеней пространственно-временных модуляторов света (ПВМС) [1-4]. Работа этих устройств определяется эволюцией электрического поля в кристалле, что и стимулирует ее изучение. Эффективным методом исследований явлений переноса и эволюции поля в силленитах оказался электрооптический метод [5-7], позволяющий по зависимости интенсивности поляризованного света, зондирующего образец и прошедшего анализатор, от пространственной координаты судить о распределении напряженности поля в текущий момент времени. Применимость этого метода, однако, ограничена: на поздней стадии эволюции поля, а также в тонких образцах — конечной величиной пространственного разрешения; при приложении к кристаллу малых (по сравнению с полуволновым) напряжений, а также на самой ранней стадии эволюции поля, когда оно еще не успело существенно измениться, — чувствительностью к изменению интенсивности зондирующего света. В этих случаях целесообразно проведение исследований традиционными методами, например, с помощью измерения кинетики фототока [8], поскольку по поведению тока можно судить и о поле в кристалле. Целью настоящей работы является описание релаксации поля и тока, установление их связи с параметрами структуры и условиями эксперимента на основе принятой для силленитов модели электронных переходов [7], проведение исследований кинетики фототока в МДП структуре на основе кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ в широком диапазоне напряжений, сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными и определение величин $\mu\tau$ (μ — подвижность электронов, τ — время их жизни) и τ_x (время диэлектрической релаксации) исследованных кристаллов. Основное внимание уделено тому, что возникновение заряженного слоя в полупроводнике при экранировании поля по-разному проявляется в осо-

бенностях кинетики зарядки структуры при разных соотношениях длины дрейфа и толщины структуры.

Система уравнений, описывающая перенос заряда в высокоомных фотопроводниках, сложна, поэтому при ее решении используют многочисленные упрощения. Такие из них, как пренебрежение диффузионным током, независимость темпа генерации и времени жизни τ электронов от плотности связанного заряда и малость τ по сравнению с максвелловским временем релаксации τ_m достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными [3, 7, 9] для силленитов, и мы ими воспользуемся при численном решении системы. Однако для получения аналитического решения этих упрощений недостаточно. Его удастся получить в следующих частных случаях: $l \gg d$ — отсутствие локализации электронов в объеме образца, $l \ll d$ — быстрая локализация в объеме (l — длина дрейфа сво-

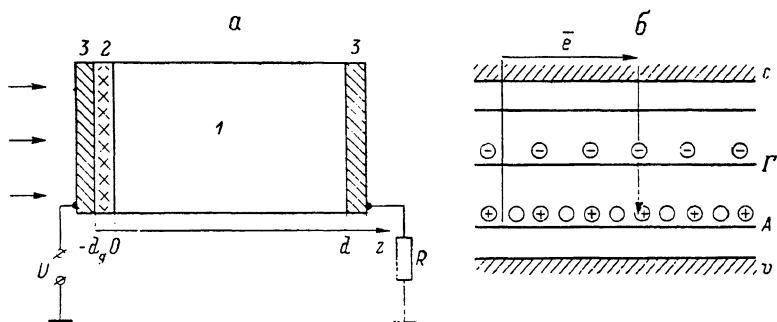


Рис. 1.

а — МДП структура: 1 — кристалл, 2 — диэлектрик, 3 — электроды; б — схема уровней и основные электронные переходы.

бодных электронов, d — толщина образца). Для удобства анализа экспериментальных результатов ниже, кроме численного решения, приводится и приближенное аналитическое для указанных случаев.

Для описания фотопереноса в МДП структуре (рис. 1, а) учтем следующие процессы [3, 7]: фотогенерацию электронов с глубоких А-уровней (рис. 1, б), их дрейф в поле и рекомбинацию с дырками, локализованными на А-центрах. Глубокие ловушки (ГЛ) будем считать заполненными электронами, — тогда время жизни последних определяется только временем рекомбинации τ . Напряжение к структуре прикладывается в геометрии плоского конденсатора, пластины которого перпендикулярны оси z (рис. 1, а). Соответствующая система уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -e\mu \frac{\partial}{\partial z} (nE), \\ \frac{\partial E}{\partial z} &= \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0}, \\ \frac{\partial p_A}{\partial t} &= g - \frac{n}{\tau}, \\ \rho &= e(p_A - N_\Gamma - n). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность объемного заряда; E — напряженность поля в кристалле; μ — подвижность; n , p_A , N_Γ — концентрации электронов, локализованных на А-центрах дырок и Г-ловушек; t — время, отсчитываемое от начала фотовозбуждения; g — темп фотогенерации электронов. Систему (1) следует дополнить граничными и начальными условиями

$$\left. \begin{aligned} \epsilon E(0, t) &= \epsilon_g E_g(t), \\ E_g(t) d_g + \int_0^d E(z, t) dz &= -U, \\ n(0, t) &= 0, \\ \rho(z, 0) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь E_g — поле в диэлектрике; ϵ , ϵ_g — диэлектрические проницаемости полупроводника и диэлектрика; U — напряжение на МДП структуре; d , d_g — толщины полупроводника и диэлектрика; $b = \frac{\epsilon}{\epsilon_g} d_g$. Первое условие в (2) выражает непрерывность электрической индукции на границе раздела ДП, второе — поддержание постоянной разности потенциалов на границах структуры, третье — отсутствие инжекции электронов в кристалл со стороны диэлектрика, последнее — отсутствие в образце пространственного заряда до начала облучения.

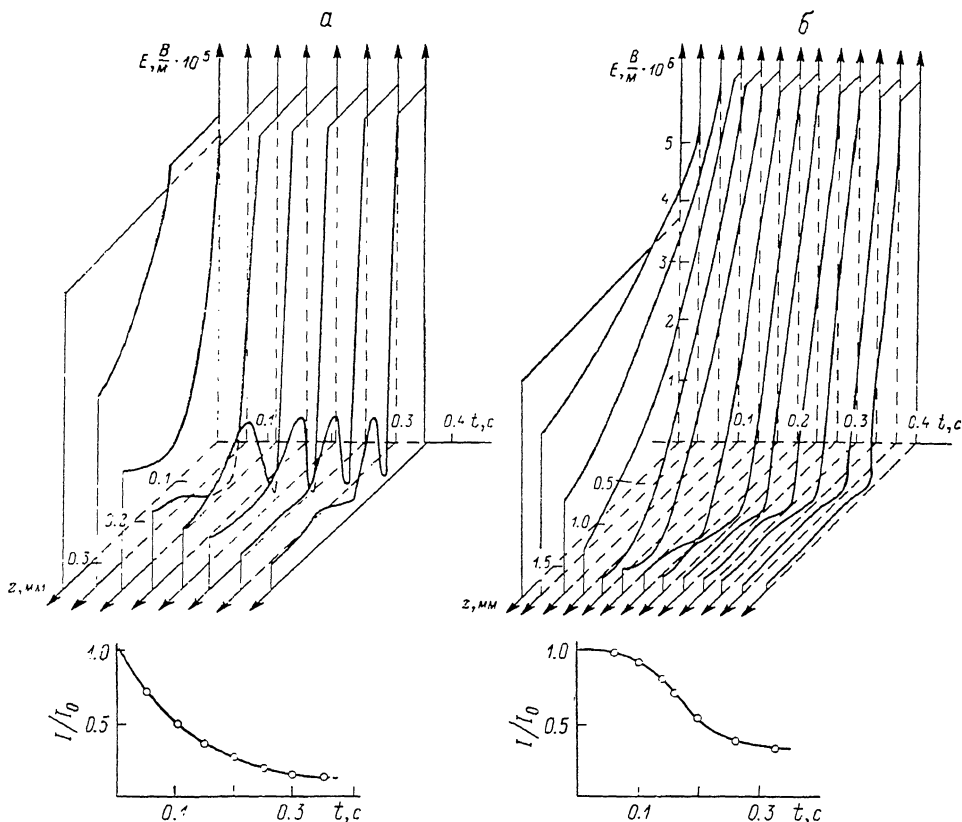


Рис. 2. Распределение поля в кристалле и релаксация фототока, рассчитанные при $\mu\tau=1.1 \cdot 10^{-9}$ м²/В, $d=1.85$ мм.

$a - U=140$ В, $b=0.24$ мм, $\tau_M=0.022$ с (изображена прикладная область); $b - U=9700$ В, $b=0.68$ мм, $\tau_M=0.028$ с. Точками обозначены результаты измерений фототока.

Решение системы (1), (2) получим численными методами. Для этого кристалл разобьем на N участков длиной $\Delta z = \frac{d}{N} \ll \mu\tau \frac{U}{b+d}$, на каждом из которых поле будем считать линейно зависящим от z с постоянными в интервале времени Δt ($\tau \ll \Delta t \ll \tau_M$) коэффициентами. При этом на первом шаге по времени поле на всех участках одинаково и равно $-U/(b+d)$ (начальное условие $\rho(z, 0)=0$). Тогда последовательно найдем аналитическое решение системы (1) для всех участков Δz , начав с левого, для которого известно граничное условие $n(0, t)=0$, и используя найденное на нем значение $n(\Delta z)$ в качестве граничного условия для следующего участка. Чтобы найти распределение поля в кристалле $E(z, t)$ к моменту t , надо проделать такую процедуру $M=t/\Delta t$ раз, используя всякий раз результат предыдущего шага как начальное условие для последующего. Подробно методика нахождения численного решения описана в [7, 8]. Получив таким образом распределение поля в образце в любой момент времени t , легко вычислить и ток в этот момент как

$$I(t) = S \left\{ e_{\mu} E(z, t) n(z, t) + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E(z, t)}{\partial t} \right\} = S \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E(0, t)}{\partial t},$$

$$I(t) = S \varepsilon \varepsilon_0 \frac{E(0, t + \Delta t) - E(0, t)}{\Delta t}. \quad (3)$$

По приведенной методике получены решения для того широкого набора соотношений $\frac{l_0}{d}$ ($l_0 = \mu \tau \frac{U}{b+d}$ — длина дрейфа в первоначально однородном поле) и толщины диэлектрика, для которых проводились экспериментальные измерения. Некоторые результаты расчета приведены на рис. 2. Из него видно, что в случае малой длины дрейфа ($l_0/d = 0.04$, рис. 2, а) поле в толще образца однородно, а в прикатодной области ($z \sim l_0 = 0.074$ мм) возникает волнообразная структура поля (стратификация объемного заряда [7, 9]). При этом образование структуры в кинетике фототока не проявляется: фототок имеет экспоненциальный спад. В случае большой длины дрейфа ($l_0/d = 2.3$, рис. 2, б) поле сосредоточивается в прикатодной области, которая постепенно сужается, при этом сложная структура поля не образуется. На кривой релаксации фототока, напротив, имеется особенность — участок квазипостоянного тока на начальной (пока поле в прикатодной области не приблизится к нулю) стадии процесса. Наличие квазипостоянной «полки» в кинетике фототока свидетельствует таким образом о сравнительно простом виде распределения поля в объеме полупроводника.

В частных случаях решение (1), (2) можно представить в аналитическом виде.

Малая длина дрейфа, $l_0 \ll d$ (приближенное решение). В этом случае будем считать, что перенос заряда в каждый момент t осуществляется во всех точках z кристалла в некотором среднем поле

$$\bar{E}(t) = \frac{1}{d} \int_0^d E(z) dz, \text{ т. е. пренебрегаем неоднородностью поля в неболь-$$

шой ($z \leq l_0 \ll d$) прикатодной области. Тогда из (1), (2) получим для напряженности поля в кристалле

$$E(z, t) = \frac{t l_1(t)}{\mu \tau \tau_m} \left\{ -e^{-\frac{z}{l_1(t)}} + \frac{b + \frac{1}{2} l_1(t)}{b + d} \left(1 - e^{-\frac{d}{l_1(t)}} \right) \right\} - E_0, \quad (4)$$

$$l_1(t) = \frac{\tau_m}{t} \frac{b+d}{b} (l_0 - l(t)); \quad l(t) = l_0 e^{-\frac{t}{\tau_m} \frac{b}{b+d}}; \quad l_0 = \mu \tau E_0,$$

и для тока через структуру

$$I(t) = S \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E(0, t)}{\partial t} = -\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\tau_m} S E_0 e^{-\frac{t}{\tau_m} \frac{b}{b+d}} \frac{d}{b+d}. \quad (5)$$

Здесь $E_0 = U/(b+d)$ — первоначальное однородное поле в кристалле, $\tau_m = \varepsilon \varepsilon_0 / e \mu g \tau$ — максвелловское время релаксации, S — площадь электродов структуры. Выражения (4), (5) аналогичны результату [8], что вполне естественно, так как условие $l_0 \ll d$ аналогично использованному авторами [8] предположению о ступенчатом распределении поля (плоский заряд на границе ДП).

Большая длина дрейфа, $l_0 \gg d$ (приближенное решение). Из (1), (2) получим

$$E(z, t) = -E_0 + \frac{t}{\mu \tau \tau_m} \left(z - \frac{d^2}{2(b+d)} \right), \quad (6)$$

$$I(t) = S \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\mu \tau \tau_m} \frac{d^2}{2(b+d)}. \quad (7)$$

Результат (6), (7) при $b=0$ (отсутствие диэлектрика) получен в [10, 11]. Выражения (6), (7) справедливы при условии $|\mu \tau E(z)| \gg d - z$, т. е. на

временах $t \ll t_1 = 2\mu\tau_m \frac{U}{d(d+2b)}$. На временах $t \geq t_1$ решение следует получать численными методами.

Дополнительно приведем справедливое при любом l_0/d аналитическое выражение для тока в начальный момент времени

$$I_0 = I(0) = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\tau\tau_m} S \frac{d^2}{b+d} \frac{l_0}{d} \left\{ 1 - \frac{l_0}{d} [1 - e^{-d/l_0}] \right\}. \quad (8)$$

Оно следует из (1), (2) в частном случае $t \rightarrow 0$ и удобно для сопоставления с экспериментальными данными.

Измерения кинетики фототока проводились на установке, схема которой представлена на рис. 1, а. Структура из фотопроводника 1 $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и диэлектрика 2 (слоуда, лавсан) помещена между прозрачными электро-

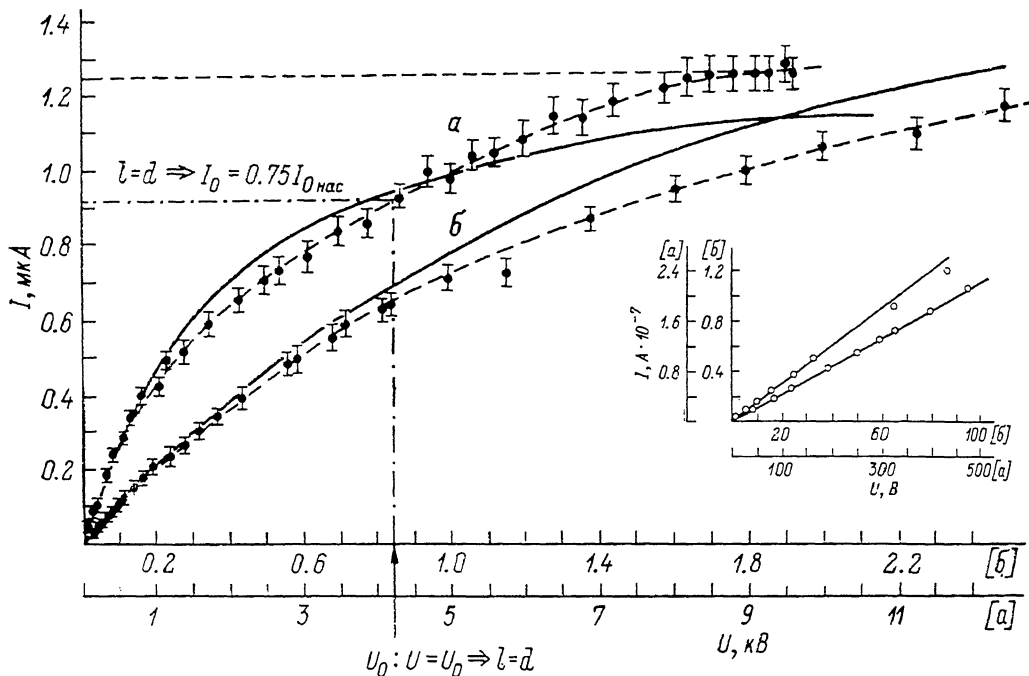


Рис. 3. Зависимость начального значения фототока I_0 от напряжения U .

а — для МДП структуры со слюдяной пластинкой, $\varepsilon_g = 4.0$, $d_g = 0.07$ мм; б — для МДП структуры с лавсановой пленкой, $\varepsilon_g = 1.6$, $d_g = 0.01$ мм, $\varepsilon = 38.4$, $d = 1.85$ мм.

дами 3. Предварительно (до приложения напряжения) кристалл облучался при закороченных электродах в течение 90 с зеленым светом (лампа накаливания + фильтр ЗС-1 с полосой пропускания 530–580 нм), что обеспечивало [7, 10] полное однородное заполнение глубоких ловушек и частичное заполнение мелких. После этого структура в течение 90 с выдерживалась в темноте, что приводило к полному опустошению мелких ловушек в результате их термической ионизации с характерным временем $\tau_i = 10$ с [10] при комнатной температуре. Напряжение прикладывалось к структуре при отключенной измерительной цепи, так что заряжающий емкостью ток, протекающий на временах $RC = 10^{-4}$ с, не регистрировался. Затем структура освещалась зеленым светом и одновременно с началом облучения запускался запоминающий осциллограф С8-13, теперь уже подключенный к измерительной цепи. Регистрировалась величина фототока как функция времени. На малых временах ($t \leq 10^{-3}$ с) наблюдался резкий рост тока, что связано с установлением на временах $\sim \tau$ генерационно-рекомбинационного равновесия (на рис. 2 он не представлен). Далее на больших временах происходило постепенное уменьшение фототока, которое связано с более медленными процессами — процессами эволюции поля в толще

кристалла. Этот участок кинетики фототока и явился предметом экспериментального изучения.

На рис. 3 приведены зависимости начального значения фототока от напряжения. Измерения проводились на отобранном образце (большое значение $\mu\tau$ — см. ниже) толщиной $d=1.85$ мм в широком диапазоне напряжений от 10 до 10000 В для структур, в которых в качестве диэлектрика использовались слюдяная пластинка толщиной $d_g=0.7$ мм или лавсановая пленка толщиной $d_g=0.01$ мм. Видно, что зависимость $I_0(U)$ имеет линейный участок при малых U (см. врезку) и насыщается при больших (для структуры с лавсановой пленкой участок насыщения не достигнут, так как эта пленка при высоких напряжениях необратимо изменяла свои свойства). Сравнение данных эксперимента с (8) позволило определить величины $\mu\tau=1.1 \cdot 10^{-9}$ м²/В и $\tau_m=0.028$ с для структуры со слюдой и $\mu\tau=1.1 \times$

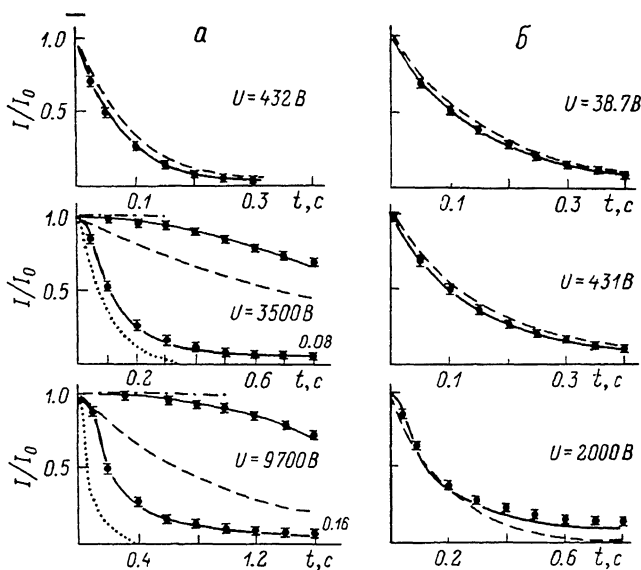


Рис. 4. Кривые релаксации фототока.

a — МДП структура со слюдяной пластинкой (тонкие линии изображают начальный участок в увеличенном 10-кратном масштабе); *б* — МДП структура с лавсановой пленкой.

$\times 10^{-9}$ м²/В и $\tau_m=0.022$ с с лавсановой пленкой (несколько большее значение τ_m в первом случае объясняется меньшей прозрачностью слюды по сравнению с лавсаном). Определение $\mu\tau$ и τ_m сделано по начальному и по насыщающемуся участкам зависимости $I_0(U)$ по формулам, вытекающим из (8) при предельных переходах $l_0/d \rightarrow 0$ и $l_0/d \rightarrow \infty$ соответственно. Вычисленная по (8) зависимость $I_0(U)$ с найденными значениями $\mu\tau$ и τ_m приведена на рис. 3 сплошными линиями. Качественно она объясняется следующим образом. При малых напряжениях свободные электроны дрейфуют на небольшое расстояние, и ток мал. С повышением U растет длина дрейфа $l_0 = \mu\tau \frac{U}{b+d}$, и ток увеличивается линейно. При больших напряжениях, когда $l_0 > d$, происходит полный отвод свободных электронов из образца через положительный электрод, и зависимость $I_0(U)$ выходит на насыщение, величина которого определяется ограниченным темпом генерации.

На рис. 4 приведены кривые релаксации фототока для структур со слюдяной пластинкой (*a*) и с лавсановой пленкой (*б*). Точки — результат эксперимента, сплошные линии — результат численного расчета, штриховые линии — результат расчета по приближенной формуле (5), штрихпунктирные — (7). Расчеты проведены с указанными выше значениями параметров $\mu\tau$ и τ_m . Из рис. 4 видно, что при малых напряжениях, прило-

женных к структуре, спад фототока хорошо описывается численными методами и экспоненциальной зависимостью (5), соответствующей очень малой длине дрейфа электронов, т. е. образованию плоского заряда на границе ДП. Проведенные для этого случая в [5, 7] наблюдения распределения поля электрооптическим методом показывают, что участок сильного увеличения поля действительно сосредоточен в очень малой прикатодной области кристалла, в основном же объеме полупроводника поле однородно и уменьшается со временем, что и описывается (4). Некоторое отличие экспериментально наблюдаемой кривой релаксации фототока от рассчитанной по (5), наблюдающееся на временах $t > \tau_m$, является следствием приближения аналитического решения. Точное решение дает численный расчет, и его результат лучше совпадает с данными эксперимента. При больших напряжениях, соответствующих случаю $l_0 > d$, на кривой релаксации фототока наблюдается «полка» квазипостоянного тока. «Полка» для наглядности приведена на нижних графиках рис. 4, а тонкими линиями в 10-кратно увеличенном масштабе. Эта особенность тем ярче выражена, чем больше напряжение и меньше толщины кристалла и диэлектрика. Кривая с ярко выраженной особенностью на начальном участке $t_1 = \frac{2U\mu\tau_m}{d(d+2b)}$ с точностью $\sim 7\%$ описывается константой (7). Это обстоятельство, детальное совпадение формы наблюдаемой кривой релаксации с результатами численного расчета, а также результаты прямого наблюдения распределения поля в тех случаях, когда это можно было сделать электрооптическим методом, указывают, что в результате полного отвода свободных электронов из образца через положительный электрод в кристалле происходит объемное накопление положительного заряда. При средних напряжениях результаты измерений кинетики фототока также хорошо согласуются с данными численного расчета (рис. 4).

Таким образом, по кинетике фототока в структуре можно сделать вывод о том, какой характер (приэлектродный, объемный) имеет релаксация поля и накопление заряда в кристалле. В крайних случаях малой и большой длины дрейфа эволюцию поля можно приближенно восстановить, пользуясь формулами (4), (6). Более точно профиль поля в кристалле в этих предельных случаях, а также во всех промежуточных можно получить с помощью численного расчета (рис. 2), используя в качестве исходных данных определенные из зависимости $I_0(U)$ величины $\mu\tau$ и τ_m . Ценность такого восстановления заключается в возможности изучения распределения поля и его релаксации в тех случаях, когда электрооптический метод неприменим (например, в тонких пластинках или в кристаллах с центром инверсии). Отметим дополнительно особенность предсказываемого расчетом поведения поля в глубине кристалла при малой и большой длине дрейфа на временах $t \gg \tau_m$. При малой длине дрейфа даже на больших временах значительная часть напряжения приложена ко всему объему кристалла (область постоянного поля при $z \geq 0.2$ мм на рис. 2, а), а при большой длине дрейфа практически все напряжение приложено к приэлектродной области (рис. 2, б). Это хорошо согласуется с тем фактом [1, 12], что высокое пространственное разрешение ПВМС, обратно пропорциональное толщине активной в электрооптическом отношении области кристалла и, следовательно, принципиально достижимое лишь при условии сосредоточения напряжения в узкой области, получается на тонких кристаллических мишенях.

В заключение авторы благодарят А. А. Каплянского, О. В. Константинова за обсуждение работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные среды в голографии и оптической обработке информации. М.: Наука, 1983. 270 с.
- [2] Фурман А. С. ФТТ, 1986, т. 28, № 7, с. 2083—2090.
- [3] Asiratov V. M., Il'inskiy A. V. Ferroelectrics, 1987, vol. 75, p. 251—269.
- [4] Ильинский А. В., Шадрин Е. Б. Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, № 9, с. 520—523.
- [5] Астратов В. Н., Ильинский А. В. ФТТ, 1982, т. 24, № 1, с. 108—115.

- [6] Брыксин В. В., Коровин Л. И., Марахонов В. И. ЖТФ, 1983, т. 53, № 6, с. 1183—1198.
- [7] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Киселев В. А., Мельников М. Б. ФТТ, 1983, т. 25, № 9, с. 2755—2758.
- [8] Константинов О. В., Мезрин О. А., Кацавец Н. И., Леонов Е. И. ФТТ, 1983, т. 25, № 12, с. 3648—3654.
- [9] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Киселев В. А. ФТТ, 1984, т. 26, № 9, с. 2843—2851.
- [10] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Мельников М. Б. ФТТ, 1983, т. 25, № 7, с. 2163—2168.
- [11] Брыксин В. В., Коровин Л. И. ФТТ, 1984, т. 26, № 11, с. 3415—3425.
- [12] Парыгин В. Н., Суслов А. М. Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 9, с. 1937—1940.

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

Поступило в Редакцию
4 февраля 1988 г.