

РАСТЕКАНИЕ ТОКА В ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ СРЕДЕ  
С ПРИМЕСНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТЬЮ

Винокуров Л. А., Фукс Б. И.

Показано, что при пространственно неоднородном нестационарном освещении примесного фотопроводника характерная длина растекания фототока сильно зависит от частоты модуляции освещения и может быть как больше, так и меньше диффузионной длины. Обнаружен новый «электронинжекционный» механизм растекания фототока, связанный не с растеканием свободных носителей, а с влиянием полей рассеяния заряженных примесей на нестационарную инжекцию из контактов. Этот механизм не только увеличивает растекание фототока, но и значительно повышает инерционность фотототклика от мелкомасштабных изображений. Выявлены сильные осцилляции на частотной зависимости фотототклика.

1. В данной работе исследуются нестационарные фотоэлектрические эффекты в примесных фотопроводниках, обусловленные неоднородностью реальных ситуаций и выпадавшие из рассмотрения при их одномерной идеализации. Так же как и обсуждавшиеся ранее в одномерном приближении особенности электрических и фотоэлектрических явлений в примесных фотопроводниках [1, 2], эффекты, рассмотренные далее, связаны со своеобразием нестационарной инжекции из контактов и с нарушением нейтральности за счет образования заряда ловушек (в частности, за счет возбуждения волн перезарядки ловушек) в объеме образца.

2. Рассмотрим слой примесного фотопроводника (для определенности  $\pi$ -типа) толщиной  $l$  с низкоомными контактами, расположенными при  $x=0$  и  $x=l$  и находящимися под потенциалами  $\varphi(0)$  и  $\varphi(l)$ . В направлении  $X$  помимо постоянного излучения падает и малое переменное, интенсивность которого модулирована  $\sim e^{i(ky-\omega t)}$ . Поэтому при малом коэффициенте примесного поглощения  $\alpha$  ( $\alpha l \ll 1$ ) интенсивность генерации в фотопроводнике  $G(x, y, t) = G_0 + \delta G_0 e^{i(ky-\omega t)}$ , где  $G_0$  — интенсивность стационарной генерации дырок.

Система линеаризованных уравнений состоит из

— уравнения непрерывности для дырок

$$D \frac{\partial^2 \delta p}{\partial x^2} - v \frac{\partial \delta p}{\partial x} + \left( i\omega - \frac{1}{\tau} - Dk^2 \right) \delta p - \mu p_0 \operatorname{div} \delta E + \delta G = 0, \quad (1)$$

— уравнения Шокли—Рида

$$-i\omega N \delta f = \frac{\delta p}{\tau} - \delta G, \quad (2)$$

— уравнения Пуассона

$$\operatorname{div} \delta E = \frac{4\pi e}{\kappa} (\delta p + N \delta f). \quad (3)$$

Здесь  $\delta p$ ,  $N \delta f$  и  $\delta E$  — соответственно малые вариации концентрации дырок, заряженных центров захвата и электрического поля, изменяющиеся  $\sim e^{i(ky-\omega t)}$ ;  $\delta p_0$ ,  $N \delta f_0$  и  $\delta E_0$  — амплитуды этих вариаций;  $D$ ,  $\mu$  — коэффициент диффузии и подвижность дырок;  $p_0 = G_0 \tau$  — их стационарная концентрация,  $\tau$  — время захвата;  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $v = \mu E_0$  — дрейфовая скорость дырок в постоянном поле  $E_0$ , где  $E_0 = [\varphi(0) - \varphi(l)]/l$ .

Для решения уравнений (1)–(3) нужны граничные условия; два из них — условия эквипотенциальности контактов

$$\delta\varphi(0, y) = 0, \quad (4a)$$

$$\delta\varphi(l, y) = 0, \quad (4б)$$

два других описывают нестационарную инжекцию из контактов [1]:

$$\frac{\delta\rho(0, y)}{\rho_0} = \frac{\delta E_x(0, y)}{E_{j0}}, \quad (5a)$$

$$\frac{\delta\rho(l, y)}{\rho_0} = -\frac{\delta E_x(l, y)}{E_{jl}}, \quad (5б)$$

где  $\delta E_x(0, y)$  и  $\delta E_x(l, y)$  —  $x$ -компоненты вариаций поля у контактов,  $E_{j0}$  и  $E_{jl}$  — характеристики инжекционных свойств контактов.

Решение системы уравнений (1)–(3) с граничными условиями (4), (5) упрощается при выполнении следующих условий:

$$v \gg \frac{D}{l}, \quad v^2 \gg D \left( \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_m} \right), \quad \frac{D}{\tau_m v^2} \ll \omega \ll \frac{v^2}{D}, \quad \frac{Dk}{v} \ll 1, \quad kL \ll 1. \quad (6)$$

Здесь  $\tau_m = \kappa / 4\pi e \mu \rho_0 = \kappa / 4\pi \sigma$  — время максвелловской релаксации,  $L$  — ширина приконтактной ОПЗ  $p^+$ – $\pi$ -перехода. Подстановка полученного решения в выражение для амплитуды плотности фототока у контактов

$$\delta J(x) = \left[ \left( \sigma - i\omega \frac{\kappa}{4\pi} \right) \delta E_0(x) + ev \delta \rho_0(x) - eD \frac{\partial \delta \rho_0(x)}{\partial x} \right] \Big|_{x=0, l} \quad (7)$$

приводит при  $kl \ll 1$  к выражению, полученному в работе [2] для однородного освещения. Иной оказывается ситуация при

$$kl > 1. \quad (8)$$

В этом случае из (7) следует, что

$$\delta J(0) = \frac{ev\tau\delta G_0}{1 - i\omega\tau} \frac{1}{1 - \frac{i\omega\tau_m\tau}{E_j} \mu E_{jk}}, \quad (9a)$$

$$\delta J(l) = \frac{ev\tau\delta G_0}{1 - i\omega\tau - \frac{i\omega\tau_m Dk^2}{1 - i\omega\tau_m}} \frac{1 + \frac{E_j}{E} (1 - i\omega\tau_m) \left( 1 - \frac{k}{l} - \frac{k}{l} \frac{1 - \frac{k}{l}}{1 + \frac{k}{\lambda}} e^{\lambda l} \right)}{1 + \frac{E_j}{E} (1 + i\omega\tau_m) \left( 1 - \frac{k}{l} \right)}, \quad (9б)$$

где

$$\lambda = \frac{(1 - i\omega\tau)(1 - i\omega\tau_m)}{i\omega\tau\tau_mv} - \frac{Dk^2}{v} - \frac{D}{v} \left[ \left( \frac{\omega}{v} \right)^2 + \frac{1}{(\omega\tau\tau_mv)^2} \right]. \quad (10)$$

Здесь величина  $E_0$  полагалась положительной, т. е. контакт при  $x=0$  составляет дырки, а через контакт при  $x=l$  они выносятся из фотопроводника. Выражения (9a) и (9б) вследствие растекания фототока существенно отличаются друг от друга и от результатов работы [2]. Их поведение в зависимости от характерного масштаба и частоты нестационарной подсветки показано на рис. 1–3. Далее обсуждаются основные физические эффекты, приводящие к этим отличиям, и их причины.

а) *Диффузионное растекание тока.* Ранее в [1, 2] было показано, что нестационарная инжекция и возбуждение волн пространственной перезарядки ловушек (ВППЛ) приводят к значительной модуляции концентрации носителей и

величины электрического поля в объеме полупроводника. Однако при  $-\text{Re}\lambda l > 1$ , чему отвечает условие

$$\frac{l}{v\tau} + \frac{l}{v\tau_M} + \frac{D}{vl} \left( \frac{l}{\omega\tau\tau_M v} \right)^2 + \frac{Dl}{v} k^2 > 1, \quad (11)$$

эта модуляция вследствие сильного затухания ВППЛ локализуется лишь вблизи контакта, инжектирующего носители (при  $x=0$ ). При этом распределение тока

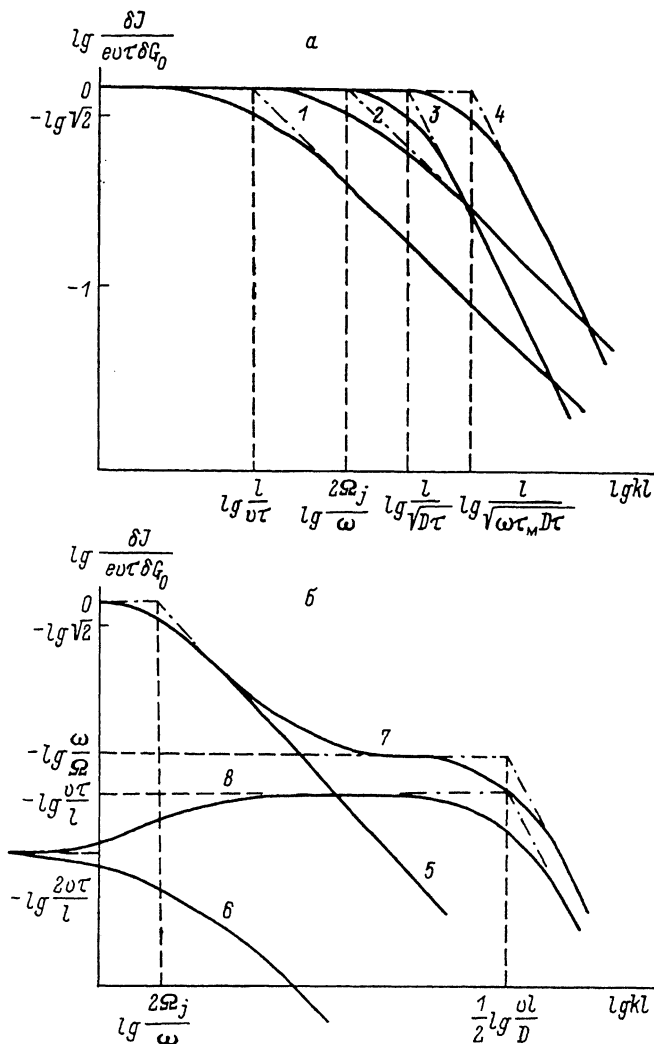


Рис. 1. Зависимость фотоотклика от волнового вектора.

$a - \min\{\tau, \tau_M\} < l$ ,  $b - \min\{\tau, \tau_M\} > l$ . 1, 2, 5, 6 соответствуют фототоку при  $x=0$ ; 3, 4, 7, 8 — при  $x=l$ . Частоты модуляции освещения: 1, 6 —  $E/\tau_M E_j < \omega < \tau^{-1}$ ; 2 —  $\omega < E/\tau_M E_j$ ; 3 —  $\tau_M^{-1} < \omega < \tau^{-1}$ ; 4 —  $\omega < \tau_M^{-1}$ ; 5 —  $\omega < \Omega_j$ ; 7 —  $\Omega < \omega < \Omega_j$ ; 8 —  $E/\tau_M E_j < \omega < \tau^{-1}$ .

вблизи второго контакта определяется дрейфом избыточных носителей, возникающих исключительно под действием неоднородной фотогенерации, в постоянном поле  $E_0$ , т. е.  $\delta J(l, y) = e\mu E_0 \delta p(l, y)$ , где  $\delta p(l, y)$  — решение системы алгебраических уравнений, получающейся из (1)–(3) в пренебрежении производными по  $x$ . Последнее означает пренебрежение влиянием ВППЛ. Отсюда для  $\delta J(l)$  получаем выражение

$$\delta J(l) = ev\tau\delta G_0 \frac{1}{1 - i\omega\tau - \frac{1}{1 - i\omega\tau_M} i\omega\tau\tau_M Dk^2}, \quad (12)$$

совпадающее с (96) в приближении (11). Влияние растекания тока проявляется в этом выражении в виде слагаемого в знаменателе, содержащего волновой вектор  $k$  и приводящего к уменьшению плотности тока (рис. 1, а, кривые 3, 4). Длина, отвечающая значению волнового вектора, при котором  $\delta J(l)$  существенно уменьшается по сравнению со случаем  $k=0$ , и есть характерная длина растекания тока. Из (12) видно, что при  $\tau_m^{-1} < \omega < \tau^{-1}$  она равна диффу-

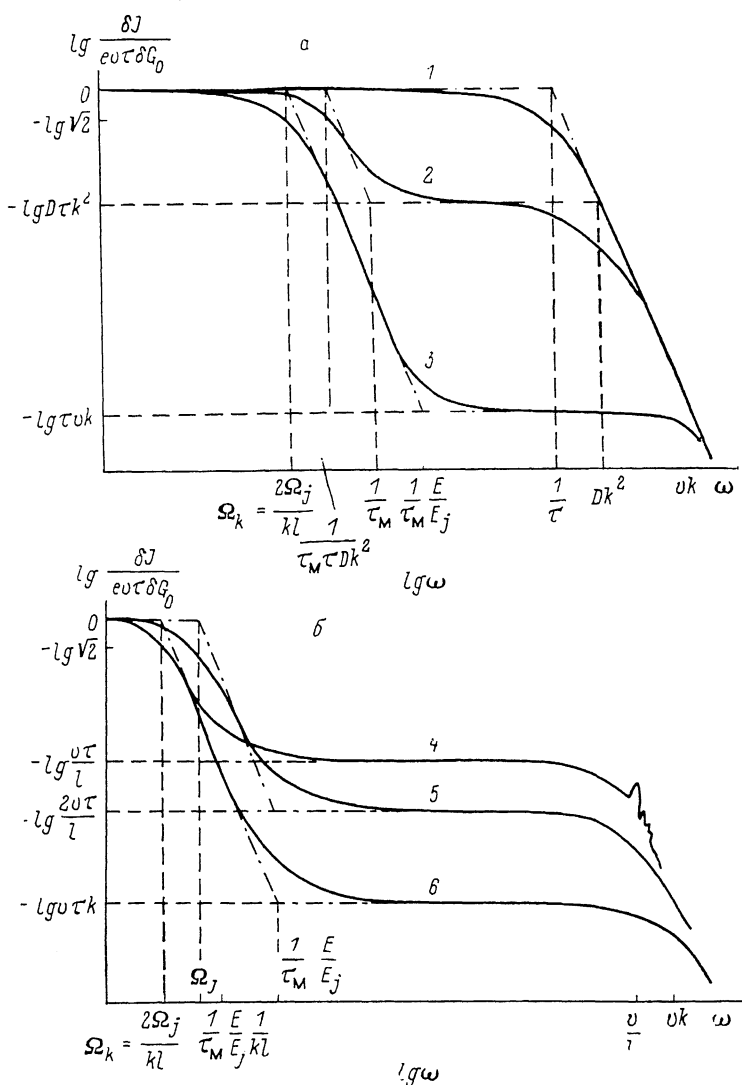


Рис. 2. Зависимость фототклика от частоты модуляции освещения.

а —  $\min\{v\tau, v\tau_m\} < l$ , б —  $\min\{v\tau, v\tau_m\} > l$ . 1, 5 соответствуют результатам работы [2], полученным при однородном освещении, и приведены для сравнения. 3 соответствует фототок при  $x=0$  и волновому вектору  $k > \max\{(v\tau)^{-1}, (\mu E_j v \tau)^{-1}\}$ ; 2 —  $x=l$ ,  $k > (\sqrt{D\tau})^{-1}$ ; 4 —  $x=l$ ,  $kl > E/E_j$ ; 6 —  $x=0$ ,  $kl > 1$ .

зионной длине. Этот результат отвечает обычным представлениям [3]. Однако при  $\omega \ll \tau_m^{-1} L_{\text{хар}} = \sqrt{\omega \tau_m \tau D}$ , т. е. оказывается гораздо меньше диффузионной длины. Процесс растекания тока в этом случае, хотя и обусловлен диффузией свободных носителей, носит иной характер. Уменьшение длины растекания объясняется большими полями, возникающими при длительной перезарядке примесных центров и противодействующими диффузии, а сама длина растекания при этом совпадает с длиной нестационарного экранирования [4]. Этим же объясняется и повышение инерционности фототклика при увеличении неоднородности подсветки (рис. 2, а, кривые 1, 2). Действительно, большим частотам

$\omega$  отвечают меньшей величине поля, создаваемого зарядом примесных центров, а следовательно, бóльшая характерная длина растекания. Последнее приводит к уменьшению плотности тока. Уменьшение  $L_{\text{хв}}$  происходит вплоть до частот  $\omega \sim \tau_1^{-1}$ , где  $\tau_1$  — время релаксации степени заполнения примесных центров [1]. Учтеть эту релаксацию можно, заменив в уравнении (2)  $-i\omega$  на  $(-i\omega + 1/\tau_1)$ . При  $\omega < \tau_1^{-1}$  длина растекания достигает минимального значения, равного длине стационарного экранирования.

б) «Электроинжекционное» растекание тока. Совершенно иными оказываются физические причины растекания фототока вблизи инжектирующего контакта. Действительно, из выражения для нормальной компоненты плотности полного тока при  $x=0$

$$\delta J(0) = ev\delta p(0) + \left(\sigma + i\omega \frac{\varkappa}{4\pi}\right) \delta E_x(0) \quad (13)$$

и граничного условия (5а) получаем, что ток, втекающий в полупроводник, определяется исключительно вариацией нормальной компоненты поля  $\delta E_x(0)$  у этого контакта

$$\delta J(0) = \left[\sigma \left(1 + \frac{E}{E_j}\right) - i\omega \frac{\varkappa}{4\pi}\right] \delta E_x(0). \quad (14)$$

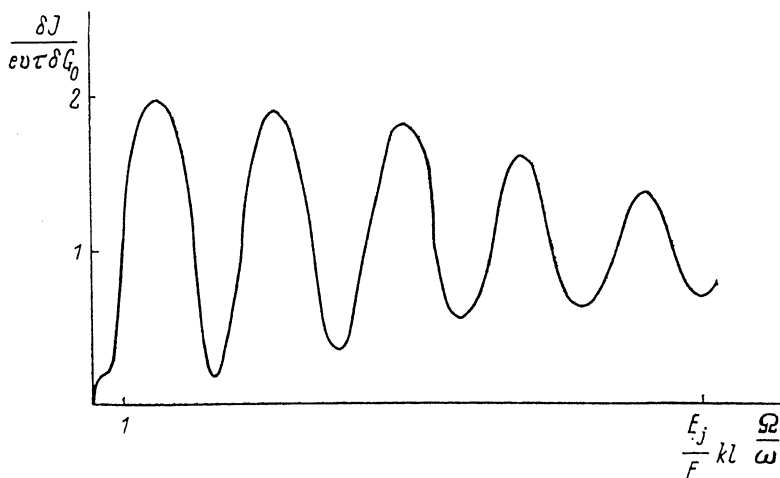


Рис. 3. Осцилляции фототока при  $x=l$  в случае  $\min\{v\tau, v\tau_m\} > l$  и волновом векторе  $E/E_j < kl < \sqrt{vl/D}$ .

При частотах  $\omega \ll \tau^{-1}$  эта вариация поля создается зарядом примесных центров. Плотность этого заряда  $eN\delta f$  определяется из уравнения (2)

$$\rho = eN\delta f = \frac{e}{i\omega} \left(\delta G_0 - \frac{\delta p_0(x)}{\tau}\right) \exp(iky - i\omega t). \quad (15)$$

Из закона Кулона методом изображений легко получить, что заряд, расположенный в плоскости  $YZ$  с плотностью  $\rho(y) = \rho_0 e^{iky}$  на расстоянии  $x$  от проводящей плоскости, создает вблизи нее поле  $E_x(x, y) = \frac{4\pi}{x} \rho_0 e^{kx + iky}$ . Поэтому основной вклад в  $\delta E_x(0)$  дадут заряды, находящиеся не далее чем на расстоянии  $\sim k^{-1}$  от контакта.

При выполнении условия (8) можно записать

$$\delta E_x(0) = \frac{4\pi\sigma}{x} \int_0^{\infty} dx \left(\delta G_0 - \frac{\delta p_0(x)}{\tau}\right) \exp(-kx + iky - i\omega t). \quad (16)$$

Поскольку характерный масштаб изменения концентрации неравновесных носителей в направлении  $X$  есть  $\lambda^{-1}$  [1], то при  $k > \lambda$ , что эквивалентно  $kl > l/v\tau$ ,  $l/v\tau_m$ ,  $\Omega/\omega$ , где  $\Omega = l/\tau\tau_m v$  — характерная частота ВППЛ [1], в подынтегральном выражении можно заменить  $\delta p_0(x)$  на  $\delta p_0(0)$ . После интегрирования, используя (5а) и (14), имеем

$$\delta J(0) = ev\tau\delta G_0 \frac{1 + \frac{E_j}{E} (1 - i\omega\tau_m)}{1 - i \frac{\omega}{\Omega_j} \frac{kl}{2}}, \quad (17)$$

где  $\Omega_j = l/2\tau_m\tau\mu E_j$  — характерная частота спада фотоотклика [2].

Вывод выражения (17), эквивалентного с учетом сделанных допущений формуле (9а), показывает, что управление величиной тока, втекающего в фоточувствительную среду, осуществляет поле от заряда примесей. Увеличение поля у контакта вызывает инжекцию носителей и соответственное возрастание фототока. Причем при однородном освещении вклад в поле у инжектирующего контакта дает заряд, расположенный при  $x \leq l/2$ , а в случае неоднородного освещения — лишь при  $x \leq k^{-1}$ . Следовательно, для прежнего возрастания поля у контакта плотность заряда во втором случае должна достичь значения, в  $kl/2$  раз большего, для чего требуется в  $kl/2$  раз большее время. Поэтому характерная частота спада фототока в случае неоднородного освещения  $\Omega_k = 2\Omega_j/kl$  для  $E > E_j$  в  $kl/2$  раз меньше, чем при однородном освещении (рис. 2, б, кривые 5, 6).

Тот же электроинжекционный механизм определяет и растекание тока, описываемое формулой (17). В самом деле, если интенсивность генерации повышается на время  $\delta t$ , то на примесных центрах образуется заряд  $eN\delta j = e\delta G_0\delta t$ . Если дополнительная генерация происходит лишь в области, протяженность которой вдоль оси  $Y \sim k^{-1}$ , то основной вклад в увеличение поля у контакта внесут те заряды, которые образуются при  $x \leq k^{-1}$ , и оно возрастет на величину  $\delta E(0) = (2\pi e/\kappa)(\delta G_0\delta t/k)$ . Возрастание поля вызовет инжекцию в образец неравновесных носителей

$$\delta p(0) = p_0 \frac{\delta E(0)}{E_j} = \frac{2\pi e p_0 \delta G_0 \delta t}{\kappa E_j k}. \quad (18)$$

Подставляя (18) в условие малости фотоотклика по сравнению со стационарным значением  $\delta p < \delta G\tau$ , получаем, что характерный волновой вектор, при котором амплитуда фотоотклика уменьшается в  $\sqrt{2}$  раз по сравнению со случаем однородного освещения, равен  $k_{\text{хар}} = 2\Omega_j\delta t/l$  или  $L_{\text{хар}} = k_{\text{хар}}^{-1} = (l/2)(\omega/\Omega_j)$  [17], рис. 1, кривые 2, 5]. Остальные заряды, расположенные при  $x > k^{-1}$ , вызовут возрастание поля у контакта и инжекцию носителей за пределами освещенной области и тем самым приведут к растеканию фототока.

Для слабых полей ( $E < E_j$ ) выражение (17) в области частот  $\omega < 2\Omega_j/kl$  несправедливо. Вместо него нужно пользоваться более общим выражением (9а), из которого следует, что  $L_{\text{хар}}$  зависит от постоянного поля и равна  $L_{\text{хар}} = l\omega/\Omega$  при  $\omega < \Omega$ , а характерная частота спада фототока  $\Omega_k = \Omega/kl$ .

Выше показано, что растекание тока вблизи инжектирующего контакта и вдали от него (в объеме примесного фотопроводника, и в частности у стокового контакта) может определяться различными механизмами и потому оказывается существенно различным. Впрочем, если выполняется неравенство, противоположное (11), что означает слабое затухание ВППЛ, возбуждаемых инжекций из контакта при  $x=0$ , то электроинжекционный механизм влияет на растекание тока во всем объеме. Если при этом электроинжекционное растекание доминирует над диффузионным, что имеет место при частотах  $\omega \gg D/\tau\tau_x (\mu E_j)^2$ , то растекание тока во всем объеме определяется его растеканием у инжектирующего контакта.

в) *Возбуждение ВППЛ.* В этих же условиях помимо растекания тока существенный интерес представляет и частотная зависимость фотоотклика при неоднородном возбуждении ВППЛ. При выполнении неравенства, противоположного (11), и при частотах  $\omega < \Omega$  выражение (9б) упрощается:

$$\delta J(l) = \frac{ev\tau\delta G_0}{1 - i\omega\tau_{\text{м}}lk^2} \frac{1 + \frac{E_j}{E} \left[ 1 - i \frac{\omega}{\Omega} kl \left( 1 + \frac{1 - \frac{\omega}{\Omega} kl}{1 + \frac{\omega}{\Omega} kl} e^{-i \frac{\omega}{\Omega} l} \right) \right]}{1 + \frac{E_j}{E} \left( 1 - i \frac{\omega}{\Omega} kl \right)}. \quad (19)$$

Полагая  $Dk^2 \ll (\omega\tau_{\text{м}})^{-1}$ , из (19) получаем, что, пока  $kl \left( 1 + \frac{E}{E_j} \right) \frac{\Omega}{\omega}$ , ток в цепи стокового контакта тот же, что и при однородном освещении —  $\delta J(l) \approx ev\tau\delta G_0$ . С ростом  $k$  появляются пространственная и частотная дисперсии фототока, а при  $kl \gg \left( 1 + \frac{E}{E_j} \right) \frac{\Omega}{\omega}$  он равен

$$\delta J(l) = ev\tau\delta G_0 \left[ \left( 1 - \cos \frac{\Omega}{\omega} \right) + i \sin \frac{\Omega}{\omega} \right], \quad (20)$$

т. е. пространственная дисперсия исчезает, однако появляются осцилляции с изменением частоты (рис. 3). Этот эффект имеет следующее объяснение. При низкочастотной модуляции освещения примесного фотопроводника концентрация свободных носителей изменяется в условиях (6) по закону [см. уравнения (1)–(3)]

$$\delta p(x) = \delta G\tau + Ce^{-i \frac{\Omega}{\omega} x}, \quad (21)$$

где  $C$  не зависит от  $x$  и определяется из граничных условий. Первое слагаемое в правой части (21) отвечает изменению концентрации свободных носителей при изменении уровня генерационно-рекомбинационного равновесия, а второе слагаемое описывает их перераспределение вдоль поля, обусловленное движением ВППЛ. Однако механизм модуляции концентрации в ВППЛ здесь несколько отличается от изложенного в [5], поскольку при  $\delta G = \delta G_0 e^{iky}$  и  $k > \lambda$  масштаб пространственного распределения заряда в направлении  $Y$  более мелкий, чем в направлении  $X$ . Поэтому основные вариации поля оказываются направленными вдоль оси  $Y$ , а не  $X$ . Тем не менее они приводят к модуляции концентрации свободных носителей, аналогичной ранее описанной в [5], что

отражает множитель  $e^{-i \frac{\Omega}{\omega} \frac{x}{l}}$  в (21).  $x$ -Вариации поля влияют на амплитуду возбуждения ВППЛ, т. е. на величину не зависящего от  $x$  множителя  $C$ . При  $kl > \left( 1 + \frac{E}{E_j} \right) \frac{\Omega}{\omega}$  эта компонента поля у контакта мала. Поэтому смещение инжектирующего контакта постоянно, а следовательно, концентрация носителей вблизи него равна стационарному значению  $p_0$ , т. е.  $\delta p_0(0) \sim 0$ , откуда  $\delta p(x, y) = \delta G_0\tau \left( 1 - e^{-i \frac{\Omega}{\omega} \frac{x}{l}} \right) e^{iky}$ . Слабость « $x$ »-компоненты вариаций поля вблизи стокового контакта позволяет пренебречь вариациями омического тока, следовательно,

$$\delta J(l) = ev\delta p_0(l) = ev\tau\delta G_0 \left( 1 - e^{-i \frac{\Omega}{\omega} l} \right). \quad (22)$$

г) *Растекание тока смещения.* На частотах  $\omega > \Omega$  при выполнении неравенства, обратного (11), выражение (9б) принимает вид

$$\delta J(l) = ev\tau\delta G_0 \left[ \frac{1 + \frac{E_j}{E} (1 - i\omega\tau_{\text{м}})}{(1 - i\omega\tau) \left( 1 - i \frac{\omega}{\Omega_j} kl \right)} + \frac{l}{v\tau} + i \frac{\Omega}{\omega} \right]. \quad (23)$$

Из сравнения (9а) и (23) видно, что, пока  $\omega < E/\tau_{\text{м}} E_j kl$ ,  $\delta J(0) = \delta J(l)$ . При этом характерная длина растекания, так же как и для инжектирующего контакта, определяется электроинжекционным механизмом  $L_{\text{нар}} = \frac{l}{2} \frac{\omega}{\Omega_j}$  (рис. 1, б).

Интересная особенность возникает при  $v\tau > l$  и частотах  $\omega > E/\tau_{\text{м}} E_j$ : здесь плотность фототока вблизи стокового контакта при увеличении  $k$  сначала

возрастает, а затем при  $kl > \Omega_0/\omega$  становится равной  $\delta J(l) = eI\delta G_0$  (рис. 1, б, кривая 8) и в 2 раза превосходит значение, вычисленное для случая однородного освещения [2]. Причина этого заключается в том, что при однородном освещении фототок на высоких частотах состоит из генерационного тока, равного  $eI\delta G_0$ , и противоположного по направлению, в 2 раза меньшего тока смещения, возникающего за счет образования заряда на примесях во всем объеме фотопроводника. При неоднородном освещении ток смещения мал, поскольку в освещаемой области на стоковом контакте замыкаются силовые линии от зарядов, образующихся лишь при  $l - k^{-1} < x < l$ , и не дает существенных поправок к генерационному току. В отличие от инжекционного тока генерационный ток, обусловленный дрейфом в сильном постоянном поле, не имеет существенной пространственной дисперсии.

3. Обратим внимание на некоторые из следствий рассмотренных выше физических эффектов.

В условиях относительно слабой генерации носителей, когда в одномерном приближении время фотостклика равно  $\Omega_0^{-1}$  [2], инерционность вследствие существования полей рассеяния и обусловленного этим ослабления влияния заряда ловушек на нестационарную инжекцию должна превышать это время, причем тем сильнее, чем меньше размеры контактов по сравнению с расстоянием между ними.

Указанные эффекты могут существенно влиять на результаты локальных измерений параметров примесных фотопроводников с помощью светового зонда. Особенно сильно они должны проявляться при детектировании изображений многоэлементными фотоприемниками или видиконами с примесной фотопроводимостью. Так, при низких частотах модуляции изображений пространственное разрешение в примесных фотопроводниках может быть значительно лучше, чем в собственных. При повышении частоты растекание фототока определяется электроинжекционным механизмом, который резко ухудшает пространственное разрешение и в отличие от диффузионного механизма растекания не устраняется механическим разделением среды на отдельные элементы. Из результатов работы также следует, что предельное разрешение при считывании фототока со стокового контакта может быть лучше, чем при считывании с инжектирующего контакта.

Прямые наблюдения обсуждавшейся структуры полей могут быть проведены на фоторефрактивных кристаллах. Модуляция показателя преломления, обусловленная возбуждением ВППЛ в таких кристаллах, по-видимому, уже неоднократно наблюдалась [6, 7]. Так, в [7] наблюдаются основные закономерности закона дисперсии ВППЛ —  $\omega = (\tau\tau_m kv)^{-1}$ . Из настоящей работы следует, что при несовпадении направлений интерференционной картины и распространения ВППЛ изменяется механизм возбуждения ВППЛ и ослабляется интенсивность их возбуждения.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Сурис Р. А., Фукс Б. И. — ФТП, 1975, т. 9, в. 9, с. 1717—1728.
- [2] Сурис Р. А., Фукс Б. И. — ФТП, 1978, т. 12, в. 12, с. 2319—2327.
- [3] Приборы с зарядовой связью / Пер. с англ. под ред. Д. Ф. Барба, Р. А. Суриса. М., 1982. 240 с.
- [4] Milton A. F. — Appl. Phys. Lett., 1970, v. 16, p. 285—288.
- [5] Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А., Фукс Б. И. — ФТП, 1972, т. 6, в. 3, с. 572—576.
- [6] Фурман А. С. — ФТТ, 1987, т. 29, в. 4, с. 1076—1085.
- [7] Refregier Ph. — J. Appl. Phys., 1985, v. 58, N 1, p. 45—57.

Получена 23.07.1987  
Принята к печати 2.06.1988