

## ПОПЕРЕЧНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ЛЕГИРОВАННОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ

Кондратьева О. Г., Неустроев Л. Н., Осипов В. В.

Вычислены вольтамперная характеристика и коэффициент фотоэлектрического усиления вертикального фоторезистора на основе легированной сверхрешетки, у которой толщины  $n$ - и  $p$ -слоев превышают длину свободного пробега электронов и дырок. Рассмотрены три возможных механизма рекомбинации фотоносителей: излучательный, Оже и Шокли—Рида. Показано, что коэффициент фотоэлектрического усиления вертикального фоторезистора на основе легированной сверхрешетки может достигать величины порядка  $10^8$  при напряжении смещения всего несколько десятых вольта.

Легированными сверхрешетками (ЛСР) принято называть многослойные структуры, состоящие из периодически чередующихся слоев  $n$ - и  $p$ -типа проводимости одного полупроводника. ЛСР обладают рядом интересных свойств, важных с точки зрения практических приложений (см. обзоры [1, 2]). Одно из этих свойств — чрезвычайно высокая fotocувствительность горизонтальных резисторов на основе ЛСР. Схематическое изображение горизонтального ЛСР фоторезистора приведено на рис. 1, а. Контакты типа  $n^+$  (или  $p^+$ ) к горизонтальному ЛСР фоторезистору расположены на торцах структуры, т. е. фототок течет вдоль слоев. Фотоэлектрические и шумовые свойства горизонтальных ЛСР фоторезисторов впервые были рассмотрены в [3-5]. Благодаря селективности контактов (например,  $n^+$ -контакты являются омическими к  $n$ -слоям и запиорными к  $p$ -слоям) в горизонтальных ЛСР фоторезисторах отсутствует эффект вытягивания неравновесных носителей, и коэффициент фотоэлектрического усиления  $K_\phi$  определяется той же формулой, что и в монополярном фоторезисторе:  $K_\phi = \tau / \tau_{np}^*$ , где  $\tau$  — время жизни фотоносителей в ЛСР,  $\tau_{np}^* = (\mu_n V)^{-1} L^2$  — время пролета фотоэлектронов через образец,  $L$  — расстояние между контактами,  $V$  — внешнее напряжение,  $\mu_n$  — подвижность электронов в  $n$ -слоях. Благодаря наличию рекомбинационных барьеров время жизни фотоносителей в ЛСР, а следовательно, и коэффициент фотоэлектрического усиления горизонтального ЛСР фоторезистора могут на несколько порядков превышать аналогичные характеристики фоторезистора из однородного легированного полупроводника. К настоящему времени созданы горизонтальные ЛСР фоторезисторы на основе  $PbTe$  [6, 7], аморфного кремния [8] и  $GaAs$  [2]. Рекордные значения коэффициента фотоэлектрического усиления  $K_\phi$  получены в горизонтальных ЛСР фоторезисторах на основе  $GaAs$ :  $K_\phi > 10^7$  при  $L = 5 \cdot 10^{-2}$  см,  $V = 1$  В и  $T = 300$  К. Отметим, что в фоторезисторе с фильтрацией эффективной массы на основе композиционной сверхрешетки  $AlInAs-GaInAs$  при том же напряжении  $K_\phi \approx 10^4$  [9].

Одним из недостатков горизонтальных ЛСР фоторезисторов является жесткая связь между размером фоторезистора и величиной коэффициента фотоэлектрического усиления:  $K_\phi \sim L^{-1}$ . Это затрудняет создание горизонтальных ЛСР фоторезисторов, имеющих одновременно большую площадь и высокую fotocувствительность. Указанный недостаток отсутствует у вертикальных ЛСР фоторезисторов, в которых контакты расположены не на торцах образца, а сверху и снизу, так что фототок течет поперек слоев (рис. 1, б). В вертикальном фоторезисторе расстояние между контактами  $L$  равно его толщине, которая

обычно выбирается порядка обратного коэффициента поглощения света:  $L \sim \alpha^{-1}$ . В прямозонных полупроводниках  $\alpha \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$  и расстояние между контактами может составлять  $L \sim 1 \text{ мкм}$ .

В настоящей работе выполнен расчет вольтамперной характеристики и коэффициента фотоэлектрического усиления вертикального ЛСР фоторезистора, параметры которого удовлетворяют следующим требованиям: полупериод ЛСР  $d/2$  меньше размера области пространственного заряда одиночного  $p-n$ -перехода, но превышает длину свободного пробега электронов и дырок; выполнено условие полной пространственно разделенной компенсации  $N_d d_n = N_a d_p$ , где  $d_n$  и  $d_p$  — толщины  $n$ - и  $p$ -слоев,  $N_d$  и  $N_a$  — концентрации доноров и акцепторов в них [3]. При выполнении этих условий  $n$ - и  $p$ -слои полностью заполнены объемным зарядом, а спектр электронов и дырок в них

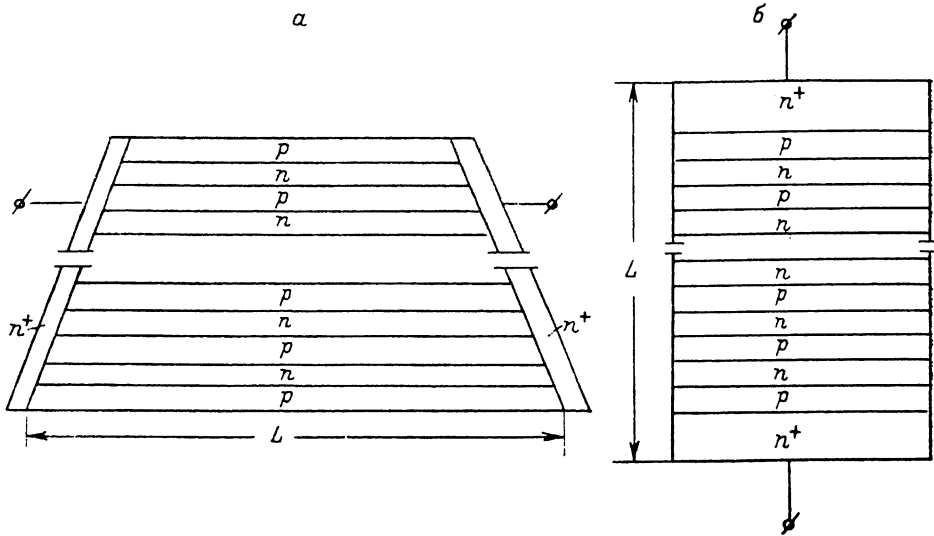


Рис. 1. Схематическое изображение горизонтального (а) и вертикального (б) ЛСР фоторезистора.

является квазинепрерывным. Кроме того, концентрации свободных носителей в  $n$ - и  $p$ -слоях малы по сравнению с концентрациями легирующих примесей:  $n_0 \ll N_d$  и  $p_0 \ll N_a$ , где  $n_0$  и  $p_0$  — концентрации электронов и дырок в минимумах и максимумах потенциального рельефа соответственно [3].

Сравним характеристики вертикального ЛСР фоторезистора с характеристиками однородного биполярного фоторезистора с блокирующими контактами, в котором также отсутствует эффект вытягивания фотоносителей [10]. Пусть в однородном фоторезисторе концентрация основных носителей (электронов) равна  $n_0$ , а время жизни фотоносителей равно  $\tau_0$ . В симметричном ЛСР фоторезисторе ( $n_0 = p_0$ ) благодаря наличию рекомбинационных барьеров величиной  $\varphi_0$ , где  $\varphi_0$  — глубина потенциального рельефа, время жизни фотоносителей в  $\exp(\varphi_0/kT)$  раз превышает  $\tau_0$ . Однако из-за наличия дрейфовых барьеров величиной  $\varphi_0$  в вертикальном ЛСР фоторезисторе эффективная подвижность в  $\exp(\varphi_0/kT)$  раз меньше подвижности в однородном фоторезисторе. Поэтому коэффициент фотоэлектрического усиления в обоих случаях будет примерно одинаков. Зато сопротивление вертикального ЛСР фоторезистора в  $\exp(\varphi_0/kT)$  раз превышает сопротивление однородного фоторезистора, что весьма существенно при расстоянии между контактами  $L \sim 1 \text{ мкм}$ . Кроме того, минимальная обнаруживаемая фоторезистором мощность светового сигнала обратно пропорциональна корню квадратному из времени жизни фотоносителей и не зависит от их подвижности. Поэтому пороговая чувствительность вертикального ЛСР фоторезистора будет в  $\exp(\varphi_0/kT)$  раз лучше, чем у однородного фоторезистора.

Зонная диаграмма фрагмента ЛСР представлена на рис. 2, где стрелкой указано направление внешнего электрического поля. Зависимость потенциал-

ной энергии электронов от координаты в интервале  $(0, d)$  описывается формулой

$$\varphi(x) = \begin{cases} \frac{x^2}{l_n^2} kT & \text{при } 0 \leq x \leq 0.5d_n, \\ \varphi_1 - \frac{(d_1 - x)^2}{l_p^2} kT & \text{при } 0.5d_n < x \leq 0.5d_n + d_p, \\ eU + \frac{(d - x)^2}{l_n^2} kT & \text{при } 0.5d_n + d_p < x \leq d, \end{cases} \quad (1)$$

где  $l_n^2 = \mu_n / \mu_p = \epsilon kT / 2\pi e^2 N_A (\epsilon_a)$ ,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $e$  — заряд электрона,  $d_n = d_n [1 + eU / 4\varphi_0]$ ,  $U$  — падение внешнего напряжения на одном периоде ЛСР,  $\varphi_0 = kTd^2 / 4 (l_n^2 + l_p^2)$  — глубина потенциального рельефа ЛСР в отсутствие внешнего смещения,

$$\varphi_1 = \varphi_0 \left(1 + \frac{eU}{4\varphi_0}\right)^2, \quad \varphi_2 = \varphi_0 \left(1 - \frac{eU}{4\varphi_0}\right)^2, \\ d_1 = \frac{d}{2} \left(1 + \frac{eU}{4\varphi_0}\right), \quad d_2 = \frac{d}{2} \left(1 - \frac{eU}{4\varphi_0}\right). \quad (2)$$

Величины  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$ ,  $d_1$  и  $d_2$  указаны на рис. 2. В данной работе для коэффициента

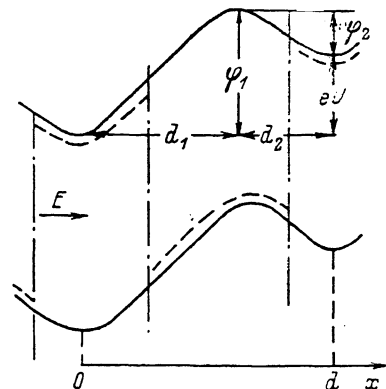


Рис. 2. Зонная диаграмма фрагмента ЛСР.

Штрихами указано пространственное распределение концентрации доноров и акцепторов.

фотоэлектрического усиления вертикального ЛСР фоторезистора получена формула

$$K_\phi = (1 + b) \frac{\tau}{\tau_{np}^p}, \quad \tau_{np}^p = \frac{\pi l_n l_p L}{D_p d} e^{\frac{\varphi_2}{kT}} \left(1 - e^{-\frac{eU}{kT}}\right)^{-1}, \quad (3)$$

где  $b = \mu_n / \mu_p$  — отношение подвижностей электронов и дырок,  $\tau$  — время жизни фотоносителей в ЛСР,  $\tau_{np}^p$  — эффективное время пролета дырок между контактами,  $D_p$  — коэффициент диффузии дырок. В случае излучательной рекомбинации

$$\tau = \tau_R = \frac{1}{2} \left( \frac{\pi l_n l_p L}{\gamma_R [\gamma_R n_i^2 + (1-r) \alpha I_\phi] d [d_2 + d_1 \exp(-eU/kT)]} \right)^{1/2} e^{\frac{\varphi_2}{2kT}}, \quad (4)$$

где  $\gamma_R$  — коэффициент излучательной рекомбинации,  $n_i$  — собственная концентрация носителей,  $I_\phi$  — плотность потока квантов теплового излучения окружающей среды (фона),  $r$  — коэффициент отражения света. В случае оже-рекомбинации

$$\tau = \tau_A = \frac{e^{\frac{\varphi_2}{3kT}}}{2(\delta_n + \delta_p) n_i^2 \bar{n} + 3(1-r) \alpha I_\phi} \left\{ \frac{2\pi l_n l_p L [(\delta_n + \delta_p) n_i^2 \bar{n} + (1-r) \alpha I_\phi]}{d^2 (\delta_n + \delta_p) [1 + \exp(-eU/kT)]} \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

где  $\delta_n$  и  $\delta_p$  — коэффициенты оже-рекомбинации электронов и дырок,  $\bar{n}$  — средняя концентрация электронов в ЛСР с учетом носителей, генерируемых фоном. Формулы (4), (5) при  $U=0$  совпадают с полученными в [3]. Приведем численные оценки величин  $\tau_R$ ,  $\tau_A$  и  $K_\phi$  для вертикальных ЛСР фоторезисторов на основе PbS и PbTe при значениях параметров:  $T=200$  К, температура фонового излучения  $T_\phi=300$  К,  $L = \alpha^{-1} = 3 \cdot 10^{-4}$  см,  $N_a = N_d = 5 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ ,  $U = kT/e$ ,  $d = 1.8 \times 10^{-5}$  см для PbS и  $d = 2.7 \cdot 10^{-5}$  см для PbTe. Используя соответствующие этим материалам значения величин  $\gamma_R$ ,  $\delta_n$ ,  $\delta_p$ ,  $\mu_n$  и  $\mu_p$  из [11], получим  $\tau_R = 2.4 \cdot 10^{-3}$  с,  $\tau_A = 2.8 \cdot 10^{-3}$  с,  $K_\phi \approx 3 \cdot 10^5$  при  $V = 0.35$  В для PbS и  $\tau_R = 4 \cdot 10^{-4}$  с,  $\tau_A = 3 \cdot 10^{-4}$  с,  $K_\phi \approx 10^5$  при  $V = 0.25$  В для PbTe, где  $V = UL/d$  — приложенное к фоторезистору напряжение. Полученные значения  $K_\phi$  значительно превышают аналогич-

ную характеристику фоторезистора с фильтрацией эффективной массы на основе композиционной сверхрешетки из работы [9].

**Вывод формул.** Запишем уравнения непрерывности для плотностей электронного  $j_n$  и дырочного  $j_p$  токов

$$\frac{1}{e} \frac{d j_n(p)}{dx} n(p) \pm D_n(p) \frac{d n(p)}{dx} = \frac{j_n(p)(0)}{e} \pm \int_0^x (R - G_r - G_\phi) dx, \quad (6)$$

где  $j_n(p)(0)$  — плотность электронного (дырочного) тока в точке  $x=0$  (рис. 2),  $n(x)$  и  $p(x)$  — зависящие от координаты концентрации электронов и дырок,  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов,  $R$ ,  $G_r$  и  $G_\phi = (1-r) \alpha I_\phi$  — скорости рекомбинации, термогенерации и фоновой генерации электрон-дырочных пар. Решения уравнений (6), удовлетворяющие условиям периодичности  $n(0) = n(d)$  и  $p(0) = p(d)$ , имеют вид

$$n(p)(x) = D_n^{-1}(p) e^{\mp \frac{\varphi(x)}{kT}} \left\{ \frac{j_n(p)(0)}{e} \left[ \int_0^{x(d)} e^{\pm \frac{\varphi(x')}{kT}} dx' + \frac{e^{-\frac{eU}{kT}}}{1 - e^{-\frac{eU}{kT}}} \int_0^d e^{\pm \frac{\varphi(x')}{kT}} dx' \right] \mp \int_0^{x(d)} e^{\pm \frac{\varphi(x')}{kT}} dx' \int_0^{x'} (G_r + G_\phi - R) dx'' \mp \frac{e^{-\frac{eU}{kT}}}{1 - e^{-\frac{eU}{kT}}} \int_0^d e^{\pm \frac{\varphi(x')}{kT}} dx' \int_0^{x'} (G_r + G_\phi - R) dx'' \right\}. \quad (7)$$

Из условия периодичности электронного и дырочного потоков следует, что

$$\int_0^d (G_r + G_\phi - R) dx = 0. \quad (8)$$

В настоящей работе рассматривается ЛСР, для которой выполняется условие  $N_x d_n = N_x d_p$ . С учетом этого равенства условие интегральной нейтральности одного периода решетки имеет вид

$$\int_0^d [n(x) - p(x)] dx = 0. \quad (9)$$

Будем решать систему уравнений (7)–(9) последовательными итерациями по генерационно-рекомбинационным слагаемым в формулах (7). В нулевом приближении по этим слагаемым из (7) следует

$$n(p)(x) = \frac{j_n(p)(0)}{e D_n(p)} e^{\mp \frac{\varphi(x)}{kT}} \left[ \int_0^{x(d)} e^{\pm \frac{\varphi(x')}{kT}} dx' + \frac{e^{-\frac{eU}{kT}}}{1 - e^{-\frac{eU}{kT}}} \int_0^d e^{\pm \frac{\varphi(x')}{kT}} dx' \right]. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (9), получим

$$j_n(0) = b j_p(0). \quad (11)$$

Рассмотрим отдельно три возможных механизма рекомбинации фотоносителей: излучательный, Оже и Шокли—Рида.

**Излучательная рекомбинация.** В этом случае  $R = \gamma_R n(x) p(x)$  и  $G_r = \gamma_R n_i^2$ . Подставляя (10), (11) в (8), (9), после интегрирования с учетом (6) получим

$$j = j_n(0) + j_p(0) = e(1+b) D_p e^{-\frac{\varphi_2}{2kT}} \left( 1 - e^{-\frac{eU}{kT}} \right) \left[ \frac{d [\gamma_R n_i^2 + (1-r) \alpha I_\phi]}{\pi l_n l_p \gamma_R [d_2 + d_1 \exp(-eU/kT)]} \right]^{1/2}. \quad (12)$$

При выводе формулы (12) не учитывались генерационно-рекомбинационные слагаемые в (7), что справедливо, когда

$$j_p(0), j_n(0) \gg e \int_0^{d_1} (G_\tau + G_\phi - R) dx. \quad (13)$$

Используя формулы (10)–(12), неравенство (13) можно привести к виду

$$b\tau, \tau \gg \frac{c_1 d_2}{2d [d_2 + d_1 \exp(-eU/kT)]} \frac{\pi l_n l_p}{D_p} e^{-\frac{\varphi_2}{kT}}. \quad (14)$$

Таким образом, формулы (10) справедливы, когда время жизни фотоносителей превышает времена их пролета через один период ЛСР, соответствующие напряжению  $eU \sim kT$ . Величина, стоящая в правой части неравенства (14), при использованных ранее значениях параметров сверхрешетки составляет всего  $10^{-10}$  с.

Найдем величину плотности фототока  $\Delta j_c$ , возникающего в вертикальном ЛСР фоторезисторе под действием слабого (дополнительного к фону) светового сигнала с плотностью потока квантов  $I_c$ . Для этого проварьируем (12) по параметру  $I_\phi$ . В результате получим

$$\Delta j_c = \frac{e(1-r)\alpha I_c(1+b)D_p \sqrt{d} [1 - \exp(-eU/kT)]}{2 \{ \pi l_n l_p \gamma_R [d_2 + d_1 \exp(-eU/kT)] [\gamma_R n_i^2 + (1-r)\alpha I_\phi] \}^{1/2}} e^{-\frac{\varphi_2}{2kT}}. \quad (15)$$

При выводе (15) не учитывалось изменение глубины потенциального рельефа ЛСР под действием светового сигнала. В [3] показано, что этот эффект мал, если  $\bar{n}\varphi_0/kT \ll N_n N_p / (N_n + N_p)$ , т. е. число свободных носителей мало по сравнению с концентрацией ионизированных примесей. Это условие благодаря пространственно разделенной компенсации [3] всегда выполняется при достаточно малой толщине  $n$ - и  $p$ -слоев. Толщина фоторезистора обычно выбирается из условия  $L \sim \alpha^{-1}$ . В этом случае из (15) следуют формулы (3), (4).

*Оже-рекомбинация.* В этом случае  $R = \delta_n n^2 p + \delta_p p^2 n$  и  $G_\tau = n_i^2 (\delta_n n + \delta_p p)$ . Подставляя (10), (11) в (8), (9), получим

$$j = e(1+b)D_p e^{-\frac{2\varphi_2}{3kT}} \left(1 - e^{-\frac{eU}{kT}}\right) \left\{ \frac{2d [(\delta_n + \delta_p) n_i^2 \bar{n} + (1-r)\alpha I_\phi]}{\pi^2 l_n^2 l_p^2 (\delta_n + \delta_p) [1 + \exp(-eU/kT)]} \right\}^{1/2}. \quad (16)$$

Входящая в формулу (16) средняя концентрация электронов  $\bar{n}$  связана с плотностью тока  $j$  соотношением

$$\bar{n} = \frac{j \pi l_n l_p}{e(1+b)D_p d} e^{-\frac{\varphi_2}{kT}} \left(1 - e^{-\frac{eU}{kT}}\right)^{-1}, \quad (17)$$

которое следует из (10), (11). Величина плотности фототока  $\Delta j_c$  может быть вычислена путем варьирования уравнений (16), (17) по  $I_\phi$ . Результат имеет вид

$$\Delta j_c = \frac{e(1-r)\alpha I_c(1+b)D_p \left(1 - e^{-\frac{eU}{kT}}\right)}{2(\delta_n + \delta_p) n_i^2 \bar{n} + 3(1-r)\alpha I_\phi} \left\{ \frac{2d [(\delta_n + \delta_p) n_i^2 \bar{n} + (1-r)\alpha I_\phi]}{\pi^2 l_n^2 l_p^2 (\delta_n + \delta_p) [1 + \exp(-eU/kT)]} \right\}^{1/2} e^{-\frac{2\varphi_2}{3kT}}. \quad (18)$$

При  $L = \alpha^{-1}$  из (18) следуют формулы (3), (5).

*Рекомбинация Шокли—Рида.* В этом случае

$$R - G_\tau = \frac{np - n_i^2}{\tau_{p0}(n + n_1) + \tau_{n0}(p + p_1)}, \quad (19)$$

где  $\tau_{n0}^{-1} = \alpha_n N_r$ ,  $\tau_{p0}^{-1} = \alpha_p N_r$ ;  $\alpha_n$  и  $\alpha_p$  — коэффициенты захвата электронов и дырок на рекомбинационные центры, концентрация которых равна  $N_r$ ;  $n_1$  ( $p_1$ ) — концентрация электронов (дырок) в зоне проводимости (валентной), когда уровень Ферми совпадает с уровнем рекомбинационных центров.

Подставляя (10), (11), (19) в (8), получим

$$\begin{aligned}
& \frac{j^2}{e^2 D_p^2 (1+b)^2} \int_0^d \frac{dx}{\tau_{p0}(n+n_1) + \tau_{n0}(p+p_1)} \left[ \int_0^x e^{-\frac{\varphi(x')}{kT}} dx' + \frac{e^{-\frac{eU}{kT}}}{1 - e^{-\frac{eU}{kT}}} \int_0^d e^{-\frac{\varphi(x')}{kT}} dx' \right] \times \\
& \times \left[ \int_{-x}^d e^{-\frac{\varphi(x')}{kT}} dx' + \frac{e^{-\frac{eU}{kT}}}{1 - e^{-\frac{eU}{kT}}} \int_0^d e^{-\frac{\varphi(x')}{kT}} dx' \right] = \\
& = (1-r) \alpha d I_\phi + \int_0^d \frac{n_i^2 dx}{\tau_{p0}(n+n_1) + \tau_{n0}(p+p_1)}. \quad (20)
\end{aligned}$$

Аналитическое решение уравнения (20) удается найти только при  $eU < kT$ . В этом случае из (20) следует

$$j = e(1+b) D_p n_i \frac{eU}{kT} e^{-\frac{\varphi_0}{2kT}} \left[ \frac{\bar{v}_x + (1-r) \alpha I_\phi}{\pi l_n l_p \bar{v}_x} \right]^{1/2}, \quad (21)$$

где

$$\bar{v}_x = \frac{n_i^2}{d} \int_0^d \frac{dx}{\tau_{p0}(n+n_1) + \tau_{n0}(p+p_1)} \quad (22)$$

— средний по периоду ЛСР темп термогенерации электрон-дырочных пар с центров рекомбинации. Интеграл (22) может быть вычислен в двух предельных случаях [3]. Если

$$4(1-r) \alpha I_\phi \frac{d}{d_0} \ll \frac{n_1}{\tau_{n0}} + \frac{p_1}{\tau_{p0}}, \quad (23)$$

то, согласно [3],

$$\bar{v}_x = \frac{n_i^2 d_0}{d (\tau_{p0} n_1 + \tau_{n0} p_1)}, \quad (24)$$

где  $d_0$  — интервал, внутри которого  $\tau_{p0} n_1 + \tau_{n0} p_1 < \tau_{p0} n_1 + \tau_{n0} p_1$ . В случае выполнения неравенства, обратного (23),

$$\bar{v}_x = \left( \frac{kT}{\varphi_0} \right)^2 \frac{\pi d_m n_i^2}{4(1-r) \alpha d \tau_{n0} \tau_{p0} I_\phi} \ll (1-r) \alpha I_\phi, \quad (25)$$

где  $[d_m = \max(d_n, d_p)]$ . Из (21), (24), (25) следует, что  $\Delta j_c = e(1-r) I_c \times \times (1+b) \tau_{SR} / \tau_{np}$ , где

$$\tau_{SR} = \frac{1}{2} \left( \frac{\pi l_n l_p (\tau_{p0} n_1 + \tau_{n0} p_1)^2}{d_0 [n_i^2 d_0 + (1-r) \alpha d I_\phi (\tau_{p0} n_1 + \tau_{n0} p_1)]} \right)^{1/2} e^{\frac{\varphi_0}{2kT}} \quad (26)$$

при выполнении неравенства (23) и

$$\tau_{SR} = \frac{2\varphi_0}{kT} \left( \frac{l_n l_p \tau_{n0} \tau_{p0}}{d d_m} \right)^{1/2} e^{\frac{\varphi_0}{2kT}} \quad (27)$$

при выполнении неравенства, обратного (23).

Формулы (26), (27) совпадают с полученными ранее в [3] формулами для времени релаксации продольной фотопроводимости в ЛСР при рекомбинации Шокли—Рида. Оценим величину  $\tau$ , определяемую формулой (27). Положим  $N_r = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\sigma_n = 10^{-15} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_p = 10^{-17} \text{ см}^2$ , где  $\sigma_n$  и  $\sigma_p$  — сечения захвата электронов и дырок на центры рекомбинации. Используя для остальных параметров те же значения, что и ранее, получим  $\tau_{SR} \sim 10^{-4}$  с как для PbS, так и для PbTe. Проведенные оценки показывают, что даже относительная небольшая концентрация глубоких центров  $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  может приводить к замет-

ному уменьшению времени жизни фотоносителей в ЛСР, а следовательно, к уменьшению коэффициента фотозлектрического усиления. Поэтому наиболее перспективными для создания ЛСР фоторезисторов являются материалы, в которых концентрация глубоких центров мала, например халькогениды свинца.

В заключение отметим, что за счет разогрева носителей ВАХ вертикального ЛСР фоторезистора имеет *S*-образный вид. Физический механизм возникновения отрицательной дифференциальной проводимости в ЛСР тот же, что и для композиционной сверхрешетки [12]. Оценки показывают, что неоднозначность ВАХ возникает при  $V \sim kTL/ed$ .

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Döhler G. H. — Opt. Engin., 1986, v. 25, N 2, p. 211—218.
- [2] Döhler G. H. — Spring. Ser. Sol. St. Sci., 1986, v. 42, p. 270—284.
- [3] Неустроев Л. Н., Осипов В. В., Холоднов В. А. — ФТП, 1980, т. 14, в. 5, с. 939—947.
- [4] Неустроев Л. Н., Осипов В. В. — ФТП, 1980, т. 14, в. 6, с. 1186—1192.
- [5] Неустроев Л. Н., Осипов В. В. — ФТП, 1981, т. 15, в. 6, с. 1068—1077.
- [6] Sakashita T., Fuijyasu H. — J. Appl. Phys., 1981, v. 52, N 4, p. 2869—2871.
- [7] Jantsch W., Lischka K., Eisenbeiss A., Pichler P., Clemens H., Bauer G. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 50, N 23, p. 1654—1656.
- [8] Kakalios J., Fritzsche H. — Phys. Rev. Lett., 1984, v. 53, N 16, p. 1602—1605.
- [9] Capasso F., Mohammed K., Cho A. Y., Hull R., Hutchinson A. L. — Appl. Phys. Lett., 1985, v. 42, N 4, p. 420—422.
- [10] Arch D. K., Wood R. A., Smith D. L. — J. Appl. Phys., 1985, v. 58, N 6, p. 2360—2370.
- [11] Равич Ю. И., Ефимова Б. А., Смирнов И. А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS. М., 1988. 384 с.
- [12] Мезрин А. О., Трошков С. И. — ФТП, 1986, т. 20, в. 7, с. 1298—1301.

Получена 9.03.1988  
Принята к печати 16.05.1988