1989 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 23, N 3

К ТЕОРИИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЛСР ФОТОРЕЗИСТОРА

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

Рассчитаны основные характеристики вертикального фоторезистора на основе легированной сверхрешетки при низких температурах, когда интенсивность термогенерации носителей мала по сравнению с интенсивностью их фотогенерации тепловым излучением окружающей среды. Расчеты выполнены для трех наиболее часто встречающихся механизмов рекомбинации: излучательной, Оже и Шокли—Рида. Показано, что из-за неоднородности фотогенерации носителей по толщине образца все характеристики фоторезистора резко (экспоненциальным образом) ухудшаются при увеличении его толщины более длины поглощения света.

Свойства фоторезисторов на основе легированных сверхрешеток (ЛСР) впервые были теоретически изучены в работах [1, 2]. В этих работах и в [3] рассматривались сверхрешетки, состоящие из периодически чередующихся n- и p-слоев одного полупроводника. Предполагалось, что толщины n- и p-слоев d_n и d_p превышают длины свободного пробега электронов и дырок; число доноров в n-слоях равно числу акцепторов в p-слоях $N_д d_n = N_a d_p$, где $N_д$ и $N_а$ — соответствующие концентрации мелких доноров и акцепторов; полупериод сверхрешетки $d/2$ не превышает размера области пространственного заряда одиночного p—n-перехода из того же материала. При выполнении перечисленных условий спектр электронов и дырок в ЛСР фоторезисторе является классическим, средние по периоду ЛСР концентрации электронов $\bar{n}$ и дырок $\bar{p}$ равны между собой и могут быть значительно меньше концентраций легирующих примесей ($\bar{n}$, $\bar{p} \ll N_д$, $N_а$), а время жизни фотоносителей экспоненциально превышает время жизни в однородном фоторезисторе и его можно целенаправленно изменять в широких пределах путем варьирования толщинами d_n и d_p [1-3]. Предсказанная в [1] сверхвысокая фоточувствительность ЛСР фоторезисторов экспериментально подтверждена в работах [4-8], где реализованы ЛСР фоторезисторы на основе GaAs, InP, PbTe и Si соответственно. Рекордные значения коэффициента фотоэлектрического усиления $K_ф$ получены для ЛСР фоторезисторов на основе GaAs: $K_ф > 10^7$ при внешнем смещении $V=1$ В [8].

В зависимости от направления протекания тока различают два типа ЛСР фоторезисторов: горизонтальные, в которых ток течет вдоль слоев, составляющих сверхрешетку [1, 2], и вертикальные, в которых ток течет поперек слоев [3]. В вертикальных ЛСР фоторезисторах контакты расположены на верхней и нижней гранях сверхрешетки и направление распространения светового потока совпадает с направлением внешнего электрического поля.

В работе [3] при расчете характеристик вертикального ЛСР фоторезистора интенсивность фотогенерации предполагалась однородной по толщине образца. Такое приближение справедливо, если толщина образца L мала по сравнению с обратным коэффициентом поглощения света α^{-1}. При толщинах образца $L \geqslant \alpha^{-1}$ фотогенерация является существенно неоднородной. В настоящей работе показано, что неоднородность фотогенерации принципиально сказывается на свойствах вертикальных ЛСР фоторезисторов при низких температурах. Рассматриваемый в данной работе эффект по своей природе аналогичен эффекту, имеющему место в однородных вертикальных фоторезисторах с примесным поглощением света [9, 10]. Физическая сущность этого эффекта состоит в следующем. Равновесные концентрации электронов и дырок в ЛСР фоторезисторе экспоненциально зависят от его температуры T [1]. При достаточно низкой температуре $T < T_{\text{оф}}$ равновесная концентрация свободных носителей становится меньше концентрации фотоносителей, генерируемых тепловым излучением окружающей среды (фоном). (Температура $T_{\text{оф}}$ называется «температурой выхода фотоприемника в режим ограничения фоном»). Согласно [1-3], максимальная обнаружительная способность ЛСР фоторезисторов реализуется именно при $T < T_{\text{оф}}$. Интенсивность фотогенерации экспоненциально зависит от координаты $G_{\text{ф}}(x)=(1-R)\,\alpha J_{\text{ф}}\exp(-\alpha x)$, где R — коэффициент отражения света, плотность потока квантов которого равна $J_{\text{ф}}$ (ось x направлена вдоль оси сверхрешетки от верхней грани к нижней). Из-за неоднородности фотогенерации средние по периоду сверхрешетки концентрации фотоэлектронов $\bar{n}_{\text{ф}}(x)$ и фотодырок $\bar{p}_{\text{ф}}(x)$ оказываются зависящими от координаты. Характерный пространственный масштаб изменения величин $\bar{n}_{\text{ф}}(x)$ и $\bar{p}_{\text{ф}}(x)$ порядка α^{-1}. При $T < T_{\text{оф}}$ это ведет к неоднородности распределения внешнего электрического поля $E(x)$ [9]. Если толщина ЛСР фоторезистора $L \gg \alpha^{-1}$, то величины $\bar{n}_{\text{ф}}$ и $\bar{p}_{\text{ф}}$ вблизи верхней грани фоторезистора экспоненциально превышают величины $\bar{n}_{\text{ф}}$ и $\bar{p}_{\text{ф}}$ вблизи нижней грани. В результате тянущее электрическое поле на расстояниях $\Delta x \gg \alpha^{-1}$ от нижней грани оказывается экспоненциально малым, что ведет к резкому ухудшению чувствительности вертикального ЛСР фоторезистора.

Расчет характеристик фоторезистора выполнен для случая, когда падение напряжения на одном периоде ЛСР $u < kT/q$, где q — заряд электрона. Именно эта область напряжений является наиболее интересной с практической точки зрения, поскольку при $u < kT/q$ из-за разогрева носителей вольтамперная характеристика вертикального ЛСР фоторезистора становится неоднозначной [3]. В ЛСР фоторезисторах практически всегда выполняется неравенство $\tau \gg \tilde{\tau}_D = \pi l_n l_p / 8D_{n(p)} \exp(\varphi_0/kT)$ [3], где τ — время жизни фотоносителей в ЛСР, $l_{n(p)} = (\varepsilon kT/2\pi q^2 N_{\text{д(а)}})^{1/2}$, ε — диэлектрическая проницаемость, $D_n\,(D_p)$ — коэффициент диффузии электронов (дырок), $\varphi_0 = kTd^2/4\,(l_n^2 + l_p^2)$ — глубина потенциального рельефа ЛСР, $\tilde{\tau}_D$ — величина, имеющая смысл эффективного времени диффузии электронов или дырок через один период ЛСР. При выполнении условий $u < kT/q$ и $\tau \gg \tilde{\tau}_D$ плотности электронного j_n и дырочного j_p токов не зависят от координаты, а пространственное распределение электронной и дырочной концентраций определяется формулами [3]

$$n\,(p) = \frac{j_{n(p)}}{q\mu_{n(p)}u} \exp\left[\mp \frac{\varphi(x)}{kT}\right] \int\limits_0^d \exp\left[\pm \frac{\varphi(x')}{kT}\right] dx', \tag{1}$$

где $\mu_n\,(\mu_p)$ — подвижность электронов (дырок), $\varphi(x)$ — периодическая потенциальная энергия электрона в ЛСР, определяемая в пределах одного периода формулой

$$\varphi(x) = \begin{cases} kT\,\dfrac{x^2}{l_n^2} & \text{при } -0.5d_n \leqslant x \leqslant 0.5d_n, \\[2ex] \varphi_0 - kT\,\dfrac{(0.5d - x)^2}{l_p^2} & \text{при } 0.5d_n < x \leqslant 0.5d_n + d_p. \end{cases} \tag{2}$$

При выводе (1) в [3] предполагалось, что из-за периодичности ЛСР концентрации электронов и дырок удовлетворяют условиям $n(x)=n(x+d)$ и $p(x) = p(x+d)$. Неоднородность фотогенерации нарушает периодичность концентрации носителей в ЛСР на масштабах $\Delta x \sim \alpha^{-1}$. Поскольку практически всегда $\alpha d \ll 1$, формулы (1) остаются справедливыми и при неоднородной фотогенерации. Однако напряжение u в (1) теперь является функцией координаты и изменяется на масштабах $\Delta x \sim \alpha^{-1}$. Усредняя (1) по периоду ЛСР и учитывая (2), получим

$$j_n = q\mu_n \bar{n}(x)\,\bar{E}(x) \exp\left[-\frac{\varphi_0}{kT}\right], \quad j_p = q\mu_p \bar{p}(x)\,\bar{E}(x) \exp\left[-\frac{\varphi_0}{kT}\right], \tag{3}$$

где $\bar{n}$ и $\bar{p}$ — средние по периоду ЛСР концентрации электронов и дырок, которые изменяются в пространстве на масштабах $\Delta x \sim \alpha^{-1}$,

$$\bar{E}(x) = u(x)\, d/\pi l_n l_p \tag{4}$$

— некоторое эффективное электрическое поле. Строго говоря, глубина потенциального рельефа φ_0 в ЛСР зависит от интенсивности фотогенерации и, следовательно, должна быть медленно изменяющейся функцией координаты. Однако если концентрация фоновых носителей мала по сравнению с концентрацией легирующих примесей (но велика по сравнению с равновесной концентрацией электронов и дырок), то изменением φ_0 под действием света можно пренебречь [1].

Для расчета концентраций фотоносителей воспользуемся уравнениями непрерывности для электронов и дырок. Усредняя эти уравнения по периоду ЛСР, получим

$$\frac{d\bar{n}\,(\bar{p})}{dt} + \frac{1}{d}\int\limits_{x}^{x+d} R\,(x',\ t)\,dx' = \frac{1}{d}\int\limits_{x}^{x+d} G_{\text{ф}}\,(x',\ t)\,dx', \tag{5}$$

где $R\,(x,\ t)$ — темп рекомбинации фотоносителей в точке x. При написании (5) учтено, что в области температур $T < T_{\text{оф}}$ термогенерация носителей мала по сравнению с фотогенерацией. Обусловленные случайностью фоновой генерации и рекомбинации флуктуации средних по периоду ЛСР электронной и дырочной концентраций $\delta\bar{n}\,(x,\ t)$ и $\delta\bar{p}\,(x,\ t)$ могут быть найдены из уравнений Ланжевена

$$\frac{d\delta\bar{n}\,(\delta\bar{p})}{dt} + \frac{1}{d}\int\limits_{x}^{x+d} \delta R dx' = \frac{1}{d}\int\limits_{x}^{x+d} [\tilde{G}_{\text{ф}}\,(x',\ t) - \tilde{R}\,(x',\ t)]\,dx', \tag{6}$$

где δR — линеаризованный относительно флуктуаций концентрации темп рекомбинации носителей, $\tilde{G}_{\text{ф}}\,(x,\ t)$ и $\tilde{R}\,(x,\ t)$ — сторонние источники, соответствующие случайности процессов фоновой генерации и рекомбинации, которые удовлетворяют стандартным корреляционным соотношениям

$$\begin{aligned} \langle \tilde{G}_{\text{ф}}\,(x_1,\ t_1)\,\tilde{G}_{\text{ф}}\,(x_2,\ t_2)\rangle &= \frac{G_{\text{ф}}\,(x_1)}{A}\,\delta\,(x_1 - x_2)\,\delta\,(t_1 - t_2), \\ \langle \tilde{R}\,(x_1,\ t_1)\,\tilde{R}\,(x_2,\ t_2)\rangle &= \frac{R\,(x_1)}{A}\,\delta\,(x_1 - x_2)\,\delta\,(t_1 - t_2), \end{aligned} \tag{7}$$

A — площадь ЛСР фоторезистора в направлении протекания тока.

Для дальнейших расчетов необходимо конкретизировать механизм рекомбинации фотоносителей. Далее отдельно рассмотрены три наиболее распространенных механизма рекомбинации: излучательный, Оже и Шокли—Рида.

1. *Излучательная рекомбинация.* В этом случае $R\,(x) = \gamma_R n\,(x)\,p\,(x)$, где γ_R — коэффициент излучательной рекомбинации. Используя (1), (2), (4) и соотношение $j_n/\mu_n = j_p/\mu_p$ [3], получим

$$R = \left[\frac{jd}{q\,(\mu_n + \mu_p)\,\bar{E}\,(x)}\right]^2 \frac{\gamma_R}{\pi l_n l_p}\, e^{\varphi_0/kT}. \tag{8}$$

В случае стационарной фоновой засветки из (5), (8) следует

$$\bar{E}\,(x) = \frac{jd}{q\,(\mu_n + \mu_p)} \sqrt{\frac{\gamma_R}{\pi l_n l_p\,(1 - R)\,\alpha J_{\text{ф}}}}\, \exp\left[\frac{\varphi_0}{2kT} - \frac{\alpha x}{2}\right], \tag{9}$$

где $j = j_n + j_p$. Интегрируя (9) по толщине фоторезистора, получим

$$j = q\,(\mu_n + \mu_p)\,V\alpha d \sqrt{\frac{(1 - R)\,\alpha J_{\text{ф}}}{4\pi l_n l_p \gamma_R}}\, e^{-\varphi_0/2kT}\,(e^{\alpha L/2} - 1)^{-1}, \tag{10}$$

$$\bar{E}\,(x) = \frac{V\alpha d^2}{2\pi l_n l_p} \exp\left[\frac{\alpha\,(x - L)}{2}\right](1 - e^{-\alpha L/2})^{-1}, \tag{11}$$

где V — приложенное к образцу смещение. Из (11) видно, что при $\alpha L \gg 1$ эффективное электрическое поле экспоненциально убывает по мере приближения к освещаемой грани фоторезистора, о чем говорилось в начале работы.

Пусть наряду с интенсивным фоном на фотоприемник падает слабый гармонически изменяющийся со временем световой сигнал $G_c(x, t) = (1-R) \times \alpha J_c e^{-\alpha x} e^{-i\omega t}$. Этот сигнал вызовет изменение концентрации электронов, плотности тока и эффективного электрического поля на величины $\Delta n(x, t) = \Delta n_\omega(x) e^{-i\omega t}$, $\Delta j(t) = \Delta j_\omega e^{-i\omega t}$ и $\Delta \bar{E}(x, t) = \Delta \bar{E}_\omega(x) e^{-i\omega t}$. Линеаризуя уравнения (3), (5) и (8) относительно Δn, Δj и $\Delta \bar{E}$, получим

$$\bar{E}(x)\Delta j_\omega - j\Delta\bar{E}_\omega(x) = \frac{q(\mu_n + \mu_p)(1-R)\alpha J_c \bar{E}^2(x)}{-i\omega + \tau_R^{-1}} e^{-\alpha x} e^{-\varphi_0/kT}, \tag{12}$$

где

$$\tau_R = \tau_{0R} e^{\alpha x/2}, \quad \tau_{0R} = \frac{1}{2d}\sqrt{\frac{\pi l_n l_p}{(1-R)\alpha J_\text{ф} \gamma_R}} e^{\varphi_0/2kT}. \tag{13}$$

Величина τ_{0R} есть время жизни фотоносителей в ЛСР фоторезисторе при $\alpha L \ll 1$, т. е. при однородной фотогенерации [1]. Если напряжение на структуре фиксировано, то из (12) следует

$$\Delta j_\omega = \frac{q(\mu_n + \mu_p)(1-R)\alpha^3 d^2 J_c V}{4\pi l_n l_p (e^{\alpha L/2} - 1)^2} e^{-\varphi_0/kT} \int_0^L \frac{dx}{-i\omega + \tau_R^{-1}}. \tag{14}$$

В области частот $\omega \ll \tau_{0R}^{-1} \exp(-\alpha L/2)$ амплитуда колебаний плотности сигнального фототока равна

$$|\Delta j_\omega| = \frac{q(\mu_n + \mu_p)\alpha d J_c V}{4(e^{\alpha L/2} - 1)} \sqrt{\frac{(1-R)\alpha}{\pi l_n l_p \gamma_R J_\text{ф}}} e^{-\varphi_0/2kT}. \tag{15}$$

Если $\alpha L \ll 1$, то (15) переходит в формулу (15) работы [3]. При $\omega \gg \tau_{0R}^{-1}$ амплитуда колебаний фототока убывает пропорционально ω^{-1}. В промежуточном интервале частот $\tau_{0R}^{-1} \gg \omega \gg \tau_{0R}^{-1} \exp(-\alpha L/2)$ амплитуда колебаний фототока убывает с ростом частоты более медленно, чем ω^{-1}.

Методика решения уравнения Ланжевена (6) аналогична методике расчета малосигнального фототока. В результате формула для фурье-образов флуктуаций плотности тока δj_ω и эффективного поля δE_ω совпадает с формулой (12), если в последней множитель $(1-R)\alpha J_c e^{-\alpha x}$ заменить на фурье-образ правой части уравнения (6):

$$\bar{E}(x)\delta j_\omega - j\delta\bar{E}_\omega(x) = \frac{q(\mu_n + \mu_p)\bar{E}^2(x)}{\left(-i\omega + \tau_R^{-1}\right)d} e^{-\varphi_0/kT} \int_x^{x+d} [\hat{G}_{\text{ф}\omega}(x') - \tilde{R}_\omega(x')]\, dx'. \tag{16}$$

Интегрируя (16) по толщине фоторезистора при условии постоянства внешнего смещения и используя формулы (7), для приведенной к положительным частотам спектральной мощности флуктуаций плотности тока получим

$$\langle\delta j^2\rangle_\omega = \frac{2q^2(\mu_n + \mu_p)^2(\pi l_n l_p)^2}{AV^2 d^2} e^{-2\varphi_0/kT} \int_0^L \frac{\bar{E}^4(x)[G_\text{ф}(x) + R(x)]}{\omega^2 + \tau_R^{-2}} dx. \tag{17}$$

Из (11), (13) и (17) с учетом равенства усредненных по периоду ЛСР значений величин $G_\text{ф}(x)$ и $R(x)$ [уравнение (5) в стационарном состоянии] следует

$$\langle\delta j^2\rangle_\omega = \frac{[q(\mu_n + \mu_p)Vd]^2 \alpha^3}{2^5 \pi l_n l_p \gamma_R A} e^{-\varphi_0/kT} \frac{(e^{2\alpha L} - 1)}{(e^{\alpha L/2} - 1)^4} \tag{18}$$

при $\omega \ll \tau_{0R}^{-1} \exp(-\alpha L/2)$. В области частот $\omega \gg \tau_{0R}^{-1}$ мощность шума убывает пропорционально ω^{-2}. В промежуточной области частот $\tau_{0R}^{-1} \gg \omega \gg \tau_{0R}^{-1} \exp(-\alpha L/2)$ мощность шума убывает более медленно, чем ω^{-2}.

Обнаружительная способность вертикального ЛСР фоторезистора D^*_λ в области частот $\omega \ll \tau_{0R}^{-1} \exp(-\alpha L/2)$, согласно (15), (18), равна

$$D^*_\lambda = \frac{|\Delta j_\omega| \sqrt{A}}{\Phi_c \langle \delta j^2 \rangle_\omega} = \frac{1}{\hbar\omega_c} \frac{(e^{\alpha L/2} - 1)}{(e^{2\alpha L} - 1)^{1/2}} \sqrt{\frac{2(1-R)}{J_\Phi}}, \tag{19}$$

где Φ_c — мощность падающего на фотоприемник сигнального светового потока, $\hbar\omega_c$ — энергия его квантов. Из (19) следует, что D^*_λ при увеличении L сначала возрастает пропорционально $L^{1/2}$, а затем при $\alpha L > 1$ начинает экспоненциально убывать. Максимум D^*_λ реализуется при $L = 1.2\alpha^{-1}$ и равен $D^{*\max}_\lambda = (0.35/\hbar\omega_c)\sqrt{(1-R)/J_\Phi}$.

2. *Оже-рекомбинация.* Методика расчета характеристик вертикального ЛСР фоторезистора при оже-рекомбинации близка к изложенной в предыдущем разделе. Поэтому сразу приведем результаты расчета:

$$j = \frac{q(\mu_n + \mu_p) V}{3} \sqrt[3]{\frac{(1-R)(ad)^3 J_\Phi}{\pi^2 l_n^2 l_p^2 (\gamma_{An} + \gamma_{Ap})}} e^{-2\varphi_0/3kT} (e^{\alpha L/3} - 1)^{-1}, \tag{20}$$

$$|\Delta j_\omega| = \frac{q(\mu_n + \mu_p) V}{9} J_c \sqrt[3]{\frac{(1-R)(ad)^4}{\pi^2 l_n^2 l_p^2 (\gamma_{An} + \gamma_{Ap}) J_\Phi^2}} e^{-2\varphi_0/3kT} (e^{\alpha L/3} - 1)^{-1}, \tag{21}$$

$$\langle \delta j^2 \rangle_\omega = \frac{4[q(\mu_n + \mu_p) V]^2}{5 \cdot 3^5 A} \sqrt[3]{\frac{(ad)^8}{\pi^4 l_n^4 l_p^4 (\gamma_{An} + \gamma_{Ap})^2 (1-R) J_\Phi}} \times$$

$$\times e^{-4\varphi_0/3kT} \frac{(e^{5/3\alpha L} - 1)}{(e^{\alpha L/3} - 1)^4}, \tag{22}$$

$$D^*_\lambda = \frac{1}{2\hbar\omega_c} \frac{(e^{\alpha L/3} - 1)}{(e^{5\alpha L/3} - 1)^{1/2}} \sqrt{\frac{15(1-R)}{J_\Phi}}, \tag{23}$$

где γ_{An} и γ_{Ap} — коэффициенты оже-рекомбинации электронов и дырок. Формулы (21)—(23) справедливы в области частот $\omega \ll \tau_{0A}^{-1} \exp(-2\alpha L/3)$, где τ_{0A} — время жизни при оже-рекомбинации в ЛСР фоторезисторе в случае однородной фотогенерации [1]. Максимум D^*_λ, согласно (23), реализуется при $L = 1.2\alpha^{-1}$ и равен $D^{*\max}_\lambda = (0.38/\hbar\omega_c)\sqrt{(1-R)/J_\Phi}$.

3. *Рекомбинация Шокли—Рида.* В этом случае результат зависит от интенсивности фона. Пусть

$$\frac{d_0}{d} \frac{n_i^2}{\tau_{n0} p_1 + \tau_{p0} n_1} < (1-R)\alpha J_\Phi < \frac{d_0}{4d}\left(\frac{n_1}{\tau_{n0}} + \frac{p_1}{\tau_{p0}}\right), \tag{24}$$

где $\tau_{n0(p0)}^{-1} = \alpha_{n(p)} N_r$, $\alpha_{n(p)}$ — коэффициент захвата электронов (дырок) на рекомбинационные центры, концентрация которых N_r; n_1 (p_1) — концентрация электронов (дырок) в зоне проводимости (валентной), когда уровень Ферми совпадает с уровнем рекомбинационных центров; d_0 — интервал, внутри которого $\tau_{n0} p_1 + \tau_{p0} n_1 > \tau_{n0} p + \tau_{p0} n$. При выполнении (24) зависимость всех характеристик вертикального ЛСР фоторезистора от его толщины имеет тот же вид, что и при излучательной рекомбинации, а формула для D^*_λ в точности совпадает с формулой (19). Если же интенсивность фона столь велика, что выполняется неравенство, обратное правому из неравенств (24), то

$$j = q(\mu_n + \mu_p) V \frac{2\varphi_0}{\pi} \sqrt{\frac{\tau_{n0}\tau_{p0} d^3}{l_n l_p d_m}} (1-R)\alpha^2 J_\Phi e^{-\varphi_0/2kT} (e^{\alpha L} - 1)^{-1}, \tag{25}$$

$$|\Delta j_\omega| = q(\mu_n + \mu_p) V \frac{2\varphi_0}{\pi} \sqrt{\frac{\tau_{n0}\tau_{p0} d^3}{l_n l_p d_m}} (1-R)\alpha^2 J_c e^{-\varphi_0/2kT} (e^{\alpha L} - 1)^{-1}, \tag{26}$$

$$\langle \delta j^2 \rangle_\omega = \frac{16[q(\mu_n + \mu_p) V]^2}{3A} \frac{\varphi_0^2}{\pi^2} \frac{\tau_{n0}\tau_{p0} d^3}{l_n l_p d_m} (1-R)\alpha^4 J_\Phi e^{-\varphi_0/kT} \frac{(e^{3\alpha L} - 1)}{(e^{\alpha L} - 1)^4}, \tag{27}$$

$$D^*_\lambda = \frac{1}{2\hbar\omega_c} \frac{(e^{\alpha L} - 1)}{(e^{3\alpha L} - 1)^{1/2}} \sqrt{\frac{3(1-R)}{J_\Phi}}, \tag{28}$$

где $d_m = \max(d_n, d_p)$. Формулы (25)—(28) справедливы при $\omega \ll \tau_{SR}^{-1}$, где τ_{SR} — время жизни в ЛСР фоторезисторе при рекомбинации Шокли—Рида, определяемое формулой (27) из работы [3]. Максимум D_λ^* реализуется при $\alpha L = 1$ и равен $D_\lambda^{*\max} = (0.34/\hbar\omega_c)\sqrt{(1-R)/J_ф}$.

Итак, из полученных в работе формул следует, что чувствительность вертикального ЛСР фоторезистора улучшается при увеличении его толщины вплоть до значений $L \simeq \alpha^{-1}$. При дальнейшем увеличении толщины фоторезистора происходит экспоненциальное ухудшение всех его характеристик. Это является следствием того, что при $L \gg \alpha^{-1}$ в вертикальном ЛСР фоторезисторе возникает область экспоненциально малого электрического поля.

Литература

[1] Неустроев Л. Н., Осипов В. В., Холоднов В. А. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 5. С. 939—947.
[2] Неустроев Л. Н., Осипов В. В. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 6. С. 1186—1192.
[3] Кондратьева О. Г., Неустроев Л. Н., Осипов В. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 12. С. 2131—2137.
[4] Ploog K., Künzel H. // Microelectr. J. 1982. V. 15. N 1. P. 5—10.
[5] Juan J. S., Gal M., Taylor P. C., Stringfellow G. B. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 4. P. 405—407.
[6] Jantsch W., Lischka K., Eisenbeiss A., Pichler P., Clemens H., Bauer G. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 23. P. 1654—1656.
[7] Landheer D., Denhoff M. W., Buckanan M., Jackman T. E. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 11. P. 910—913.
[8] Döhler G. H. Springer series in solid-state sciences. V. 47. Berlin, 1986. 327 p.
[9] Блохин И. К., Холоднов В. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 2. С. 294—299.
[10] Блохин И. К., Холоднов В. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1925—1928.

Получена 11.07.1988
Принята к печати 21.11.1988