

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ ЛАВИННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР С ТОНКИМ ШИРОКОЗОННЫМ СЛОЕМ

Осипов В. В., Панкратов А. А., Холоднов В. А.

Рассмотрены стационарные фотоэлектрические свойства лавинных гетероструктур с широкозонным слоем и большой высотой потенциального барьера для неосновных носителей «узкозонного» слоя. При анализе учтено квантование энергии в потенциальной яме вблизи широкозонного слоя. Показано, что рассмотренные структуры в режиме стационарного обеднения можно использовать в качестве фотоприемников с внутренним усилением как фототока, так и фотонапряжения. В зависимости от параметров структуры, в том числе и от фундаментальных параметров материалов обоих слоев, коэффициент усиления может достигать нескольких порядков. Предсказан эффект самостабилизации коэффициента усиления фототока и определены условия его реализации. Показано, что самостабилизированный коэффициент усиления не критично зависит от толщины широкозонного слоя, несмотря на туннельный механизм протекания тока через широкозонный слой. При количественных оценках использованы значения физических параметров наиболее изученной системы металл— SiO_2 —Si.

Введение. В последнее время возрос интерес к лавинным гетероструктурам с тонким широкозонным полупроводниковым или диэлектрическим слоем, в том числе и к МДП структурам как фоточувствительным элементам с внутренним усилением [1-3]. Интерес к МДП структурам обусловлен прежде всего возможностью создания фотоприемников (ФП) с большими по сравнению с $p-n$ переходами однородными фоточувствительными площадками, не содержащими микроплазм [4, 5]. Принцип действия исследованного в [3] лавинного МДП фотоприемника (ЛМДПФ) основан на явлении нестационарного обеднения полупроводниковой подложки МДП структуры. Преимущество таких приборов перед основанными на $p-n$ переходах состоит в самостабилизации коэффициента усиления фототока K_ϕ и его самовыравнивании по фоточувствительной поверхности ФП. Однако недостаток нестационарного обеднения заключается в дополнительном по сравнению с $p-n$ переходом шуме, обусловленном генерацией носителей с поверхностных состояний (ПС) на гетерогранице [3]. Другой недостаток связан с необходимостью использования специальных источников переменного напряжения и с временными интервалами «молчания» нестационарных ЛМДПФ. Вместе с тем МДП структуру можно использовать в качестве лавинного ФП и в режиме стационарного обеднения, т. е. при постоянном источнике питания [5]. В этом случае поверхностная генерация должна быть сильно ослаблена. Действительно, лавинное размножение носителей в области пространственного заряда (ОПЗ) подложки приводит к резкому увеличению встроенного заряда в диэлектрике [6], что, в свою очередь, порождает большое число флуктуационных ПС даже в структурах, исходно их не имевших [7]. Это, по-видимому, и является одной из причин интенсивной поверхностной генерации в ЛМДПФ, работающих в режиме нестационарного обеднения [3]. При стационарном же обеднении возникшие ПС сильно экранируются свободными носителями в образующемся инверсионном слое, которые, кроме того, заполняют исходно имевшиеся ПС. Это должно приводить к подавлению поверхностной генерации носителей, а следовательно, и дополнительного по сравнению с $p-n$ переходом источника шума.

В данной работе анализируется фоточувствительность лавинных гетероструктур с тонким широкозонным слоем (ШС) при постоянном питании.

1. Ток через широкозонный слой

Пусть на гетероструктуру с узкозонным слоем (УС) p -типа (рис. 1, а) подано обедняющее напряжение V . Тогда в УС вблизи гетерограницы ($x=0$) скапливаются электроны, экранирующие поле в УС, а потенциальный барьер в ШС принимает треугольную форму (рис. 1, б). При достаточно больших V через потенциальный барьер ШС потечет ток, обусловленный туннелированием электронов, скопившихся в инверсионном слое (рис. 1, б). В стационарных условиях

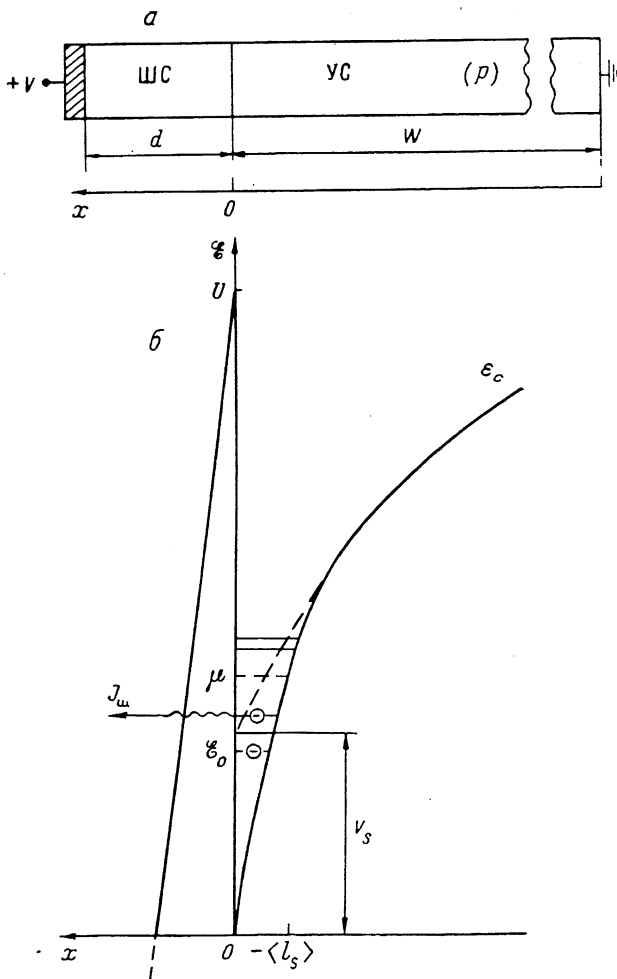


Рис. 1. Схема лавинной гетероструктуры с широкозонным слоем (а) и энергетическая диаграмма дна зоны проводимости структуры в рабочем режиме (б).

плотность этого тока J_T равна плотности тока электронов J_e , подтекающих к гетерогранице из объема УС. При дальнейшем увеличении V туннельная прозрачность барьера D быстро возрастает, поэтому возрастает и поле в УС, вызывая в нем лавинное размножение носителей. Большинство электронов термализуется в инверсионном слое, прежде чем протуннелировать в ШС. Действительно, поле в ШС E_m связано с концентрацией акцепторов $N_A(x)$ в УС и поверхностной плотностью электронов инверсионного слоя N_S соотношениями

$$E_m = \frac{4\pi e}{\epsilon_m} (N_S + \bar{N}_A) = \frac{4\pi e}{\epsilon_m} N_S + \frac{\epsilon_Y}{\epsilon_m} E_Y, \quad \bar{N}_A = \int_{-L}^0 N_A(x) dx, \quad (1)$$

где ϵ_m и ϵ_Y — диэлектрические проницаемости ШС и УС, L — толщина ОПЗ в УС, а E_Y — поле в УС на гетерогранице, обусловленное зарядом $e\bar{N}_A$. При

лавинном размножении, как правило, $N_A \ll N_S$. В Si—SiO₂, например, $E_m \simeq 10^7$ В/см, а $E_v \simeq (2 \div 5) \cdot 10^5$ В/см [2-6], следовательно, $N_A \simeq (1 \div 2) \cdot 10^{12} \ll N_S \simeq 2 \cdot 10^{13}$ см⁻². Такому значению N_S соответствуют толщина инверсионного слоя $l_s \simeq 2 \cdot 10^{-7}$ см [8] и объемная плотность электронов $n_s \simeq 10^{20}$ см⁻³. Столь высокое значение n_s приводит к максвеллизации электронов [6], причем время остывания много меньше обратной вероятности туннелирования через потенциальный барьер в ШС [8]. Таким образом, туннельный ток обусловлен квазиравновесными электронами, энергетическое распределение которых определяется квазиуровнем Ферми μ и температурой решетки T .

При вычислении J_T воспользуемся приближением Франца для дисперсии электронов в ШС. В этом приближении эффективная высота барьера $U_{\phi}(x)$ для туннелирующих электронов определяется выражением [9]

$$U_{\phi}(x) = (U - \mathcal{E}_x - eE_m x) (\varepsilon_{gm} - U + \mathcal{E}_x + eE_m x) \varepsilon_{gm}^{-1}, \quad (2)$$

где U — скачок на гетерогранице дна зоны проводимости (рис. 1, б), ε_{gm} — ширина запрещенной зоны ШС, \mathcal{E}_x — энергия движения электронов в направлении туннелирования (ось x ; рис. 1), отсчитываемая от дна зоны проводимости УС при $x=0$. Когда масштаб \tilde{T} изменения $D(\mathcal{E}_x)$ превосходит энергии объемных и поверхностных оптических фононов \mathcal{E}_ϕ , что при больших полях, как правило, реализуется, туннелирование можно считать прямым, т. е. туннельную прозрачность можно записать в виде [4, 9]

$$D(\mathcal{E}_x) = \exp[-w(\mathcal{E}_x)] = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_0^{x_1} \sqrt{2m_m U_{\phi}} dx\right) = \exp\left(-\frac{e\sqrt{8m_m} E_m}{\hbar \sqrt{\varepsilon_{gm}}} I\right), \quad (3)$$

где

$$I = \frac{x_2^2}{2} \arcsin \sqrt{\frac{x_1}{x_2} \left(2 - \frac{x_1}{x_2}\right)} - \frac{x_2 - x_1}{2} \sqrt{x_1(2x_2 - x_1)}, \quad (4)$$

$x_1 = (U - \mathcal{E}_x)/eE_m$ — классическая точка поворота, $x_2 = \varepsilon_{gm}/2eE_m$, m_m — эффективная масса электрона в ШС. Выражение для $w(\mathcal{E}_x)$ допускает линеаризацию по \mathcal{E}_x вплоть до $\mathcal{E}_x \gg T$. Действительно, обозначив $\xi = \mathcal{E}_x^*/\varepsilon_{gm} \ll 1$, где $\mathcal{E}_x^* = \mathcal{E}_x + \frac{1}{2}\varepsilon_{gm} - U$, из (4) найдем, что с точностью до 3-го порядка по ξ

$$I = \left(\frac{\pi}{4} - 2\xi + \frac{4}{3}\xi^3\right) x_2^2, \quad (5)$$

а поэтому с той же точностью

$$w(\mathcal{E}_x) = -\frac{\varepsilon_{gm}}{2\tilde{T}} \left(\frac{\pi}{4} - 2\frac{\mathcal{E}_x^*}{\varepsilon_{gm}}\right) - \left(\frac{\mathcal{E}_x^*}{T^*}\right)^3, \quad (6)$$

где

$$\tilde{T} = \frac{e\hbar E_m}{\sqrt{2m_m \varepsilon_{gm}}}, \quad T^* = \sqrt[3]{\frac{3}{2} \tilde{T} \varepsilon_{gm}^2}. \quad (7)$$

Так, для системы Si—SiO₂, в которой $U=3.1$ эВ, $\varepsilon_{gm}=9$ эВ, $m_m=0.48 m_0$, $\mathcal{E}_\phi \simeq 0.06$ эВ [6, 8]. При $E_m=10^7$ В/см из (7) следует, что $\tilde{T}=85$ мэВ $> \mathcal{E}_\phi$, а $T^*=2.1$ эВ. Таким образом, вплоть до значений $\mathcal{E}_x \simeq 0.75$ эВ можно пользоваться линейным приближением для $w(\mathcal{E}_x)$, т. е.

$$D(\mathcal{E}_x) \simeq \exp\left[-\frac{8U - (4 - \pi)\varepsilon_{gm}}{8\tilde{T}} + \frac{\mathcal{E}_x}{\tilde{T}}\right] \equiv D_0 \exp\left(\frac{\mathcal{E}_x}{\tilde{T}}\right). \quad (8)$$

Поперечное движение электронов инверсионного слоя квантуется [6, 8]. В рассматриваемых условиях энергия дна нижней подзоны \mathcal{E}_0 в несколько раз превышает \tilde{T} : например, в Si—SiO₂-структуре $\mathcal{E}_0 \simeq 0.3$ эВ [8]. Так как в каждой i -й подзоне \mathcal{E}_x равна энергии ее дна \mathcal{E}_i , туннельная прозрачность для электронов i -й подзоны определяется выражением (8), в котором $\mathcal{E}_x = \mathcal{E}_i$. Время

жизни электрона i -й подзоны τ_i , обусловленном туннелированием, определяется отношением его периода биений к $D(\mathcal{E}_i)$ [6, 8, 9]:

$$\tau_i \approx \tau(\mathcal{E}_i) \equiv \frac{2\pi\hbar}{D_0\mathcal{E}_i} \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_i}{\tilde{T}}\right), \quad (9)$$

поэтому J_T можно записать в виде суммы парциальных токов из каждой подзоны. Плотность состояний в подзонах $g_i = m_{\gamma} g_{ri} / \pi \hbar^2$ [8] не зависит от \mathcal{E} , где m_{γ} и g_{ri} — эффективная масса электронов в направлении оси x и фактор долиного вырождения i -й подзоны. Вычисляя фермиевские интегралы, можно убедиться в том, что основной вклад в J_T вносят электроны с энергиями диапазона $\mu - \tilde{T} \leq \mathcal{E}_i \leq \mu + T$. Кроме того, вполне естественно ожидать, что из-за большой плотности состояний в подзонах (в Si—SiO₂ значения $g_i \approx 10^{14}$ см⁻² эВ⁻¹ [8]) разность $\mu - \mathcal{E}_0$ не будет превышать \tilde{T} . Действительно, при заполнении лишь нижней подзоны

$$\frac{\mu - \mathcal{E}_0}{\tilde{T}} = \frac{1}{4g_{\epsilon_0}} \left(\frac{\epsilon_m}{\epsilon_{\gamma}}\right)^2 \sqrt{\frac{\epsilon_{gm} R_m}{R_{\gamma}^2}}, \quad (10)$$

где $R_{m, \gamma} = m_{m, \gamma} e^4 / 2\hbar^2 \epsilon_{m, \gamma}$ — постоянные Ридберга в ШС и УС. Для ряда структур правая часть (10) равна примерно единице. Например, для Si—SiO₂ в кристаллографическом направлении {100} $g_{\epsilon_0} = 2$, $R_m = 455$ мэВ, $R_{\gamma} = 19.6$ мэВ [8], поэтому $(\mu - \mathcal{E}_0) / \tilde{T} = 1.4$. Во многих реальных структурах за счет заполнения электронами более высоких подзон $(\mu - \mathcal{E}_0) / \tilde{T} < 1$ [8]. Поэтому плотность туннельного тока можно описать простой формулой

$$J_T \approx \frac{e N_S}{\tau(\mu)}. \quad (11)$$

Для оценки величины $\tau(\mu)$ заметим, что в лавинных ФП на основе Si токи составляют $10^{-2} \div 10^{-7}$ А/см² [1, 5]. При таких токах и $N_S = 10^{13}$ см⁻² из (11) следует, что $\tau(\mu) = 10^{-4} \div 10$ с и на несколько порядков превышает не только время релаксации энергии горячих электронов до уровня μ , но и время их термализации до температуры T при переходах между подзонами [8].

В туннельный ток дают вклад также электроны на ПС и валентной зоны УС. Однако туннелированием электронов в ШС с ПС можно пренебречь из-за мощного экранирования свободными электронами флуктуационных ПС [7], из-за малой по сравнению с N_S плотности электронов на ПС другой природы [6] и из-за резкого падения $D(\mathcal{E}_x)$ при уменьшении \mathcal{E}_x . За счет последнего обстоятельства туннелированием электронов в ШС из валентной зоны УС также можно пренебречь.

2. Основное уравнение

Плотность тока в рассматриваемой структуре

$$J = J_T(V_m, N_S) = J_e(V_{\gamma}) \quad (12)$$

зависит от напряжений на ее широкозонном и узкозонном слоях:

$$V_m = e(N_S + \tilde{N}_A) c_m^{-1}, \quad V_{\gamma} = V - V_m = V_A + V_S(V_A, N_S), \quad (13)$$

где $c_m = \epsilon_m / 4\pi d$ — емкость ШС, d — его толщина, V_A — напряжение на УС слое за счет заряда $e\tilde{N}_A$, V_S — напряжение на инверсионном слое за счет свободных электронов в нем, зависящее от V_A и N_S [8]; $J_m(V_m, N_S)$ определяется выражениями (7), (9) и (11). Варьируя соотношения (12) и (13), получим

$$\delta J = \sigma_{\gamma} \delta V_{\gamma} + \delta J_{\gamma\phi} = \sigma_m \delta V_m + e\gamma \delta N_S, \quad (14)$$

$$c_m \delta V_m = c_A \delta V_A + e \delta N_S = c_m (\delta V - \delta V_{\gamma}), \quad (15)$$

$$\delta V = \zeta \delta V_A + \delta V_m + \frac{e}{c_S} \delta N_S, \quad (16)$$

где $\sigma_{\gamma} = \partial J_e / \partial V_{\gamma}$ и $\sigma_m = \partial J_T / \partial V_m$ — дифференциальные проводимости УС и ШС; $c_A = e \partial \tilde{N}_A / \partial V_A$ и $c_S = e \partial N_S / \partial V_S$ — емкости за счет зарядов $e\tilde{N}_A$ и eN_S ; $\zeta =$

$= \partial V_{\gamma} / \partial V_A$; $e\nu = \partial J_T / \partial N_S$; $\delta J_{\gamma\phi} = M_{\phi} \delta J_{\gamma\phi}^{(0)}$; $\delta J_{\gamma\phi}^{(0)}$ — плотность сигнального тока, который протекал бы через образец, если бы ШС отсутствовал и коэффициент лавинного размножения фотоносителей в УС M_{ϕ} равнялся бы единице. Обычно в ЛМДПФ выполняются условия $l_S \ll L$ и $c_A \ll c_S$. Исключая из уравнений (14)—(16) δJ_{γ} , δV_A , δJ_m и δN_S , получим

$$\delta V = \frac{\zeta [(\sigma_m + \sigma_{\gamma}) \delta J - \sigma_m \delta J_{\gamma\phi}] + \nu (\zeta c_m + c_A) (\delta J - \delta J_{\gamma\phi})}{\zeta \sigma_{\gamma} (\sigma_m + \nu c_m)}. \quad (17)$$

Можно показать [8], что в реальных структурах $\zeta - 1 \approx c_A / c_S$. Кроме того, J_T при изменении N_S гораздо сильнее реагирует на изменение E_m , чем непосредственно на само изменение N_S . Другими словами, $\nu c_m \ll \sigma_m$. В самом деле, при заполнении лишь нижней подзоны из (9) и (11) следует, что

$$\frac{\nu c_m}{\sigma_m} = \frac{8(\mu - \varepsilon_0)}{8(U - \mu) - (4 - \pi)\varepsilon_{\rho m}}. \quad (18)$$

Для многих структур правая часть (18) много меньше единицы. В Si—SiO₂, например, как это следует из (18), $\nu c_m / \sigma_m \approx 0.06$. Если же заполнены и более высокие подзоны [8], то из-за увеличения σ_m это отношение окажется еще меньше.

Итак, в рассматриваемых условиях искомые характеристики гетероструктуры с ШС можно описать простым уравнением

$$(\sigma_m^{-1} + \sigma_{\gamma}^{-1}) \delta J = \delta V + \sigma_{\gamma}^{-1} M_{\phi} \delta J_{\gamma\phi}^{(0)}. \quad (19)$$

3. Режим заданного напряжения

Согласно (19), при $\delta V = 0$ сигнальный фототок

$$\delta J_{\phi} = \frac{\sigma_m}{\sigma_m + \sigma_{\gamma}} M_{\phi} \delta J_{\gamma\phi}^{(0)} \equiv K_{\phi} \delta J_{\gamma\phi}^{(0)}, \quad (20)$$

где

$$\sigma_m = \frac{J_0}{\tilde{F} V_m} \left(U - \frac{4 - \pi}{8} \varepsilon_{\rho m} - \mu \right) \equiv \frac{w(u)}{d E_m} J_0, \quad (21)$$

$J_0 = M_0 J_{y0}$ — плотность темнового тока, $M_0(V_{y0})$ — коэффициент его усиления, V_{y0} — темновое напряжение на УС. В распространенной форме записи [3, 4, 10, 11] $M_0^{-1} = 1 - (V_{y0} / V_{yпр})^n$, где $V_{yпр}$ — напряжение лавинного пробоя УС, n зависит от функции генерации носителей $g(x)$, распределения $N_A(x)$, толщины УС W и отношения $k = \beta / \alpha$ коэффициентов ударной ионизации дырок и электронов α [10—13]. Например, в GaP ($k=1$) при $N_A(x) = \text{const}$ в зависимости от толщины УС $n = 4 \div 7$; если $dN_A/dx = \text{const}$, то $n=5$. В общем случае n зависит и от V_{y0} [10, 13]. Однако если $M_0 \gg 1$, то n можно считать не зависящим от V_{y0} [3, 13]. Поэтому при $M_0 \gg 1$ можно записать

$$\sigma_{\gamma} \approx \frac{n}{V_{yпр}} M_0^2 J_{y0} = \frac{n M_0}{V_{yпр}} J_0. \quad (22)$$

Из (20)—(22) следует, что

$$K_{\phi} = K_{\tau\phi} = \frac{M_{\phi}}{1 + \kappa M_0}, \quad (23)$$

где

$$\kappa = \frac{n}{w(\mu)} \frac{V_m}{V_{yпр}} = \frac{4\sqrt{2} \hbar n}{d \sqrt{m_m \varepsilon_{\rho m}}} \frac{e(V - V_{yпр})^2}{V_{yпр} [8(U - \mu) - (4 - \pi)\varepsilon_{\rho m}]}. \quad (24)$$

Как видно из (23), если M_{ϕ} не сильно отличается от M_0 [10], то усиление фототока возможно лишь при $\kappa \ll 1$. В том случае, когда $\kappa M_0 \ll 1$, как и в $p-n$ переходе, $K_{\tau\phi} \approx M_0$. Когда же $\kappa M_0 \gg 1$, то $K \approx \kappa^{-1} \propto E_m^{-2}$ и в отличие от $p-n$ перехода практически не зависит от M_0 . Более того, так как с ростом M_0 напря-

жение $V_m = V - V_{\text{упр}}$ меняется слабо, меняется слабо и κ , т. е. происходит самостабилизация $K_{\text{тф}}$. Самостабилизированный коэффициент усиления $\bar{K}_{\text{тф}}$ зависит от d , L и может достигать нескольких порядков. Например, если $N_A(x) = \text{const}$, а УС толстый [12-14], то

$$\bar{K}_{\text{тф}} = \frac{w(\mu)}{n} \frac{V_{\text{упр}}}{dE_m} = \frac{w(\mu)}{2n} \frac{E_{\text{упр}} L}{E_m d}. \quad (25)$$

Из (25) и [4, 10-14] следует, что в Si-SiO₂ при $N_A = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $d = 0.1 \text{ мкм}$ и $W \geq 100 \text{ мкм}$ $\bar{K}_{\text{тф}} = \bar{K}_{\text{тф}}^i \approx 3 \cdot 10^2$, если первичный ток [15] J_{y0} обусловлен гене-

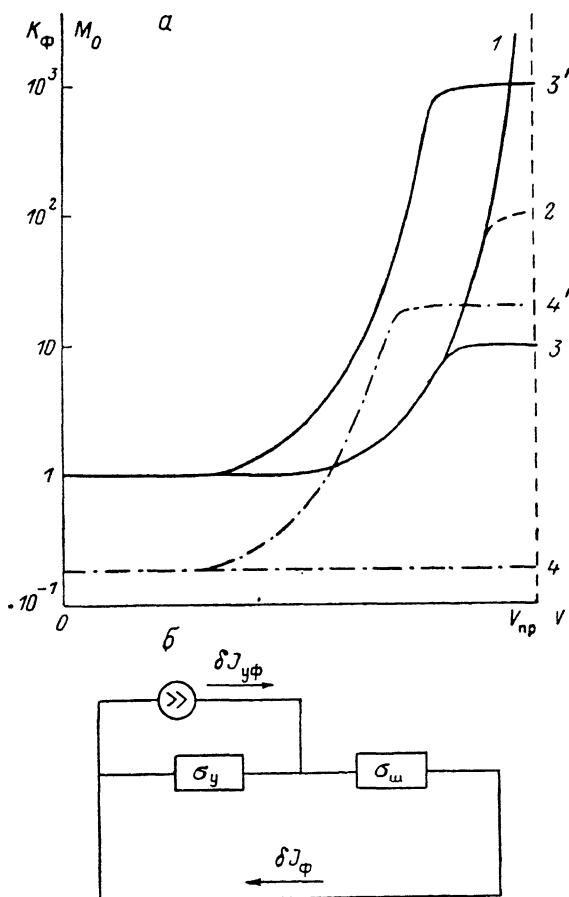


Рис. 2. Зависимости коэффициентов размножения темновых носителей M_0 (1) и усиления фототока $K_{\text{тф}}$ (2, 3, 3', 4, 4') от напряжения на структуре (а) и ее эквивалентная схема в режиме генератора напряжения (б).

2 - $d = d_1$, $\kappa \ll 1$, $M_{\text{ф}} = M_0$; 3 - $d = d_2 > d_1$, $\kappa \ll 1$, $M_{\text{ф}} = M_0$; 3' - $d = d_2$, $M_{\text{ф}} \gg M_0$; 4 - $\kappa = \kappa^* \gg 1$, $M_{\text{ф}} = M_0$; 4' - $\kappa = \kappa^*$, $M_{\text{ф}} \ll M_0$.

рацией носителей в ОПЗ УС и $g(x) = \text{const}$; $\bar{K}_{\text{тф}} = \bar{K}_{\text{тф}}^e \approx 10^4$, если J_{y0} обусловлен протекающими в ОПЗ электронами [15]. Рост $K_{\text{тф}}$ с уменьшением d , как можно показать, происходит до тех пор, пока $dE_m \geq U - \mu$. В Si-SiO₂ при $N_A = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $W \geq 100 \text{ мкм}$ $(\bar{K}_{\text{тф}}^r)_{\text{max}} \approx 7 \cdot 10^3$, а $(\bar{K}_{\text{тф}}^i)_{\text{max}} \approx 4 \cdot 10^5$.

Зависимость $K_{\text{тф}}(V)$ (рис. 2, а) легко пояснить с помощью эквивалентной схемы (рис. 2, б). При $\delta V = 0$ проводимости σ_y и σ_m соединены параллельно. Когда $\kappa M_0 \ll 1$, то $\sigma_y \ll \sigma_m$, а поэтому $\delta J_{\text{ф}} = \delta J_{y\text{ф}} = M_0 \delta J_{y\text{ф}}^{(0)}$. Когда $\kappa M_0 \gg 1$, то $\sigma_y \gg \sigma_m$, а следовательно, $\delta J_{\text{ф}} = \sigma_m \delta V_m = (\sigma_m / \sigma_y) \delta J_{y\text{ф}} = \delta J_{y\text{ф}} / \kappa M_0 = \kappa^{-1} \delta J_{y\text{ф}}^{(0)}$.

Физический механизм, ответственный за такую зависимость $K_{\text{тф}}(V)$, состоит в следующем. Фотогенерация носителей в УС приводит к росту J_e , который, в свою очередь, увеличивает $V_{\text{ш}}$, т. е. уменьшает V_y . В результате коэффициент умножения носителей M , в том числе и фотоносителей, уменьшается. При малых M_0 это уменьшение незначительно, т. е. $K_{\text{тф}} \approx M_0$. При больших же M_0 даже слабая засветка приводит к существенному уменьшению M по сравнению с его темновым значением M_0 , из-за чего $K_{\text{тф}} = (\tau_{\text{ш}}/\tau_y)M_0 \ll M_0$. Из этого соотношения и (22) видно, что самостабилизация $K_{\text{тф}}$ возможна тогда, когда $\tau_{\text{ш}} \approx M_0$. Такая ситуация с точностью до логарифмических поправок реализуется при рассмотренном нами механизме протекания тока, обусловленном туннелированием в ШС неосновных носителей инверсионного слоя, а также при механизмах протекания тока Пула—Френкеля и Шоттки [4].

Отметим, что при $\kappa M_0 \gg 1$ крутизна вольтамперной характеристики (ВАХ) следуемой структуры в κM_0 раз меньше крутизны ВАХ аналогичной n^+p-p^+ -структуры. Существенно также, что при $M_{\phi} \gg M_0$ [10], как это видно из выражения (23), усиление фототока в гетероструктуре с ШС возможно и при $\kappa \gg 1$.

4. Режим заданного тока

Согласно (19), при $\delta J = 0$ (рис. 3, б) сигнальное фотонапряжение

$$\delta V_{\phi} = -\frac{\delta J_{y\phi}}{\tau_y} = -\frac{M_{\phi}}{nM_0} \frac{\delta J_{y\phi}^{(0)}}{J_0} V_{\text{упр}} = -\frac{1}{nM_0} \frac{\delta J_{y\phi}}{J_0} V_{\text{упр}}. \quad (26)$$

Из (26) видно, что если $M_{\phi} \approx M_0$ [15], то δV_{ϕ} падает с ростом тока через структуру. При $M_{\phi} \approx M_0$ отношение $s \equiv \delta J_{y\phi}/J_0$, являющееся малым параметром линеаризации, не зависит от M_0 . Поэтому максимальная величина $|\delta V_{\phi}|$ для заданного значения s достигается при $M_0 \approx 1$, т. е.

$$|\delta V_{\phi}|_{\text{max}} \approx \frac{s}{n} V_{\text{упр}}. \quad (27)$$

Часто $V_{\text{упр}} \approx 10^2 \div 10^3$ В [3, 4, 10, 11]. Следовательно, если, например, $s/n = 0.1$, то $|\delta V_{\phi}|_{\text{max}} \approx 10 \div 100$ В. Такие большие значения $|\delta V_{\phi}|_{\text{max}}$ обусловлены большим падением потенциала на УС: $V_y \approx V_{\text{упр}}$, которое обеспечивается «высокой» туннельной прозрачностью барьера в ШС уже при M_0 , немного превышающем единицу. С ростом J_0 растет и M_0 . Фотогенерация в УС дополнительных, инициирующих лавину носителей увеличивает J_e , а поэтому и J . Для того чтобы $\delta J = 0$, коэффициент M уменьшается, т. е. уменьшается V_y . Величина уменьшения $\Delta V_y = V_y - V_{y0}$ и есть δV_{ϕ} . Чем больше J_0 , а следовательно, и M_0 , тем меньше требуется $|\Delta V_y|$, чтобы $\delta J = 0$, поэтому $|\delta V_{\phi}| \propto J_0^{-1} \propto M_0^{-1}$. Естественно, что при $M_{\phi} \gg M_0$ [15] δV_{ϕ} слабее, чем при $M_{\phi} \approx M_0$, падает с ростом J_0 (рис. 3, а). При малых J_0 , когда $V_y \ll V_{\text{упр}}$, фотонапряжение $\delta V_{\phi} = \delta V_{\phi}^{(0)} \equiv (T/e) \ln \{1 + (J_{y\phi}^{(0)}/J_{y0})\}$ [16]. Отсюда и из (26), (27) видно, что коэффициент усиления фотонапряжения

$$K_{V_{\phi}} = \frac{\delta V_{\phi}|_{V_y \approx V_{\text{упр}}}}{\delta V_{\phi}^{(0)}} \quad (28)$$

может составлять, как и $K_{\text{тф}}$ (23), несколько порядков.

Заключение. Большая высота потенциального барьера для неосновных носителей «узкозонного» слоя (УС) U в гетероструктуре с широкозонным слоем (ШС), в том числе в МДП структуре [2-6], не препятствует созданию на основе таких структур лавинных фотоприемников с постоянным источником питания. Протекание тока обеспечивается туннелированием неосновных носителей, в частности электронов, из инверсионного слоя «узкозонной» области структуры в широкозонную. Допустимые толщины ШС лежат в диапазоне от десятков анг-

стрем до долей микрометра. За счет туннелирования из ШС в УС основных носителей (дырок) УС они могут оказаться и основными источниками шума [15]. Тогда при $\alpha \gg \beta$ шум/сигнал может, как и в $p-n$ -переходах [15], падать с ро-

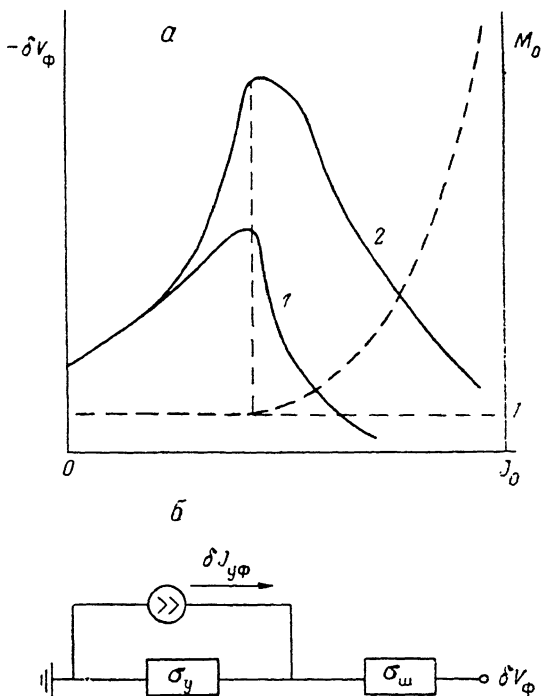


Рис. 3. Зависимость фотонапряжения δV_ϕ от напряжения на структуре (а) и ее эквивалентная схема в режиме генератора тока (б). Штриховая кривая — $M_0(V)$; 1 — $M_\phi = M_0$; 2 — $M_\phi \gg M_0$.

стом усиления фототока. Если U «мала», то инверсионный слой не образуется [1], однако в этом случае необходимо учитывать межзонное туннелирование как в УС, так и в ШС [17]. Резонансное туннелирование и узкозонные полупроводники требуют дополнительного анализа.

Авторы благодарны И. К. Блохину за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] Semiconductors and Semimetals / Ed. by W. T. Tsang. Orlando—San-Diego—N. Y.—London—Toronto—Montreal—Sydney—Тоkyo, 1985. V. 22. 454 p.
- [2] Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Козырев С. В. // Фотоприемники и фотопреобразователи. Л., 1986. С. 105—130.
- [3] Kravchenko A. B., Plotnikov A. F., Bogdanov S. V., Shubin V. E. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 93. N 1. P. 361—368.
- [4] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984. 456 с.
- [5] Foss N. A., Ward S. A. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 2. P. 728—731.
- [6] Nicollian E. H., Brews J. R. // MOS Phys. a. Technol. N. Y., 1982. 908 p.
- [7] Гергель В. А., Сурис Р. А. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 2. С. 719—736.
- [8] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
- [9] Ковчавцев А. П. // ФТТ. 1979. Т. 21. В. 10. С. 3055—3060.
- [10] Грехов И. В., Серезжкин Ю. Н. Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л., 1980. 152 с.
- [11] Stillman G. E., Wolf C. M. // Semicond. a. Semimet. / Ed. by R. K. Willardson, A. C. N. Y. Beer. San-Francisko—London, 1977. V. 12. P. 291—393.
- [12] Холоднов В. А. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 6. С. 551—556.
- [13] Холоднов В. А. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 15. С. 1349—1355.
- [14] Осипов В. В., Холоднов В. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2078—2081.
- [15] Арцис Н. Х., Холоднов В. А. // Радиотехн. и электрон. 1984. Т. 29. В. 1. С. 151—159.
- [16] Поспелов В. В., Свидзинский К. К., Холоднов В. А. // Микроэлектрон. 1974. Т. 3. В. 1. С. 23—34.
- [17] Осипов В. В., Холоднов В. А. // Письма ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 6. С. 362—367.

Получена 13.05.1988

Принята к печати 11.01.1989