

06; 12

© 1990 г.

ШУМЫ И ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛА К ШУМУ ЛАВИННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР С ТОНКИМ ШИРОКОЗОННЫМ СЛОЕМ

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

Рассмотрены дробовые и тепловые шумы лавинных гетероструктур с широкозонным слоем и большой высотой потенциального барьера для неосновных носителей «узкозонного» слоя. Показано, что рассмотренные структуры в режиме стационарного обеднения можно использовать в качестве высокочувствительных быстродействующих фотоприемников с внутренним усилением. Определены условия, в которых отношение сигнала к шуму таких структур достигает величины, равной предельному значению для идеальных лавинных фотодиодов.

В [1] вычислены стационарные фотоэлектрические характеристики лавинных гетероструктур (ЛГС) с большим потенциальным барьером, образованным тонким широкозонным слоем (ШС). Ток таких ЛГС определяется туннелированием потенциального барьера ШС электронов, скапливающихся в узкозонном слое (УС) вблизи гетерограницы (рис. 1), а усиление оптического сигнала обусловлено лавинным размножением фотоносителей в области пространственного заряда (ОПЗ) узкозонного слоя. Особенность рассматриваемых структур в отличие от ЛГС с малым потенциальным барьером и соответствующим надбарьерным механизмом прохождения тока [2] состоит в том, что в них реализуется обратная связь: скопление электронов уменьшает падение напряжения на УС p -типа структуры (рис. 1), что в свою очередь приводит к уменьшению лавинного размножения носителей в этом слое. Благодаря этой обратной связи происходит стабилизация коэффициента усиления ЛГС, причем его величина не критично зависит от параметров структуры [1]. Такие ЛГС, в том числе и на основе наиболее экспериментально изученной структуры металл— SiO_2 — Si [3-5], в режиме стационарного напряжения питания могут обладать большим коэффициентом усиления как фототока, так и фотонапряжения. В данной работе проанализированы шумы и отношение сигнала к шуму рассмотренных в [1] ЛГС.

Основное уравнение

Энергетическое распределение электронов в инверсионном слое УС за счет их высокой плотности можно считать квазиравновесным. Благодаря квантованию энергии электронов [4] в инверсионном слое в направлении туннелирования (ось x на рис. 1, б) в туннельном токе J_T через барьер в ШС следует учитывать вклад парциальных токов из каждой подзоны квантования. Однако во многих случаях [1] удается записать выражение для J_T в ЛГС площади S в простом виде [1]

$$J_T = S \frac{eN_0}{2\pi\hbar} \mu \exp \left[-\frac{8(U - \mu) - (4 - \pi) \varepsilon_{gm}}{8\tilde{T}} \right]. \quad (1)$$

Здесь N_0 — число свободных электронов в ОПЗ узкозонного слоя, приходящихся на единицу поверхности гетерограницы; μ — их квазиуровень Ферми. В (1) показатель экспоненты туннельной прозрачности e^{-w} получен в двухзон-

ном приближении [1, 6], $\tilde{T} = e\hbar E_m / \sqrt{2m_m \varepsilon_{g_m}}, \varepsilon_{g_m}$ и m_m — ширина запрещенной зоны и эффективная масса электронов в ШС, E_m — напряженность электрического поля в нем, U — высота потенциального барьера для электронов на гетерогранице.

Если характерная частота Ω внешнего сигнала (электрического или светового) превышает обратное время τ_{ij}^{-1} релаксации электронов между квантовыми подзонами вблизи уровня Ферми (например, для $\text{SiO}_2\text{—Si}$ системы $\tau_{ij} \approx 10^{-8}$ с [4]),

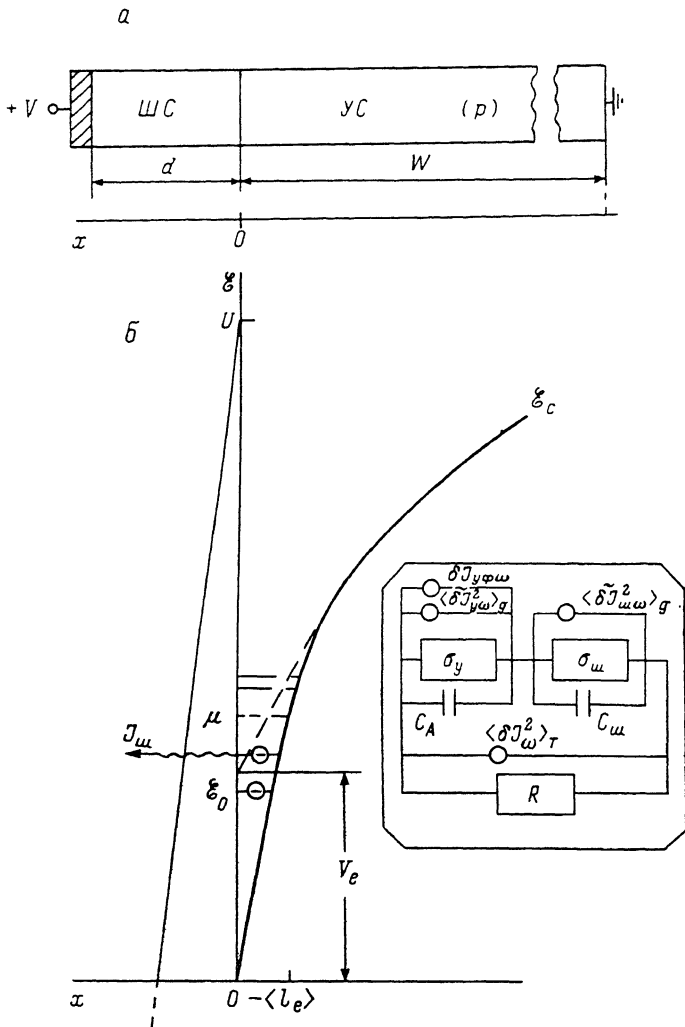


Рис. 1. Схема лавинной гетероструктуры с широкозонным слоем (а) и энергетическая диаграмма дна зоны проводимости структуры в рабочем режиме (б).

На вставке эквивалентная электрическая схема структуры.

то распределение электронов будет отличаться от фермиевского. Однако даже при $\Omega \tau_{ij} \gg 1$ можно пользоваться формулой (1), поскольку энергетический масштаб изменения туннельной прозрачности \mathcal{D} (\mathcal{E}_x) равен \tilde{T} [1], а расстояние между подзонами обычно не превышает \tilde{T} [1, 4]. С другой стороны, когда время формирования лавины τ_v [7-9] меньше времени отклика ЛГС на внешнее возмущение, то туннельный ток, как следует из уравнения непрерывности электронного тока, можно представить в виде

$$J_{\tau} = J_y(V_y) - eS \frac{\partial N_e}{\partial t}, \quad (2)$$

где $J_y(V_y)$ — ток электронов, подтекающих к гетерогранице из объема УС при напряжении на нем V_y .

Полный ток в рассматриваемой структуре

$$J = J_{\tau}(V_m, N_e) + c_m \frac{\partial V_m}{\partial t} \quad (3)$$

и определяется напряжениями на ее широкозонном и узкозонном слоях

$$V_m = eS(N_e + \bar{N}_A)c_m^{-1}, \quad \bar{N}_A = \int_{-\mathcal{L}}^0 N_A(x) dx, \quad V_y = V - V_m = V_A + V_e(V_A, N_e), \quad (4)$$

где $N_A(x)$ — концентрация легирующих акцепторов в УС, \mathcal{L} — толщина его ОПЗ; V_A и V_e — составляющие напряжения на УС, обусловленные зарядами $eS\bar{N}_A$ и eSN_e соответственно; V — напряжение на ЛГС; $c_m = \varepsilon_m S / 4\pi d$ — емкость ШС, ε_m и d — его диэлектрическая проницаемость и толщина.

В ряде ЛГС, например на основе SiO_2 —Si, выполняются неравенства [1, 4]

$$\left| \frac{\partial V_e}{\partial V_A} \right| \ll 1, \quad c_A \ll c_e, \quad \left| \frac{\partial J_{\tau}}{\partial N_e} \right| \ll e \frac{\sigma_m}{c_m}, \quad (5)$$

где $c_A = eS\partial\bar{N}_A/\partial V_A$ и $c_e = eS\partial N_e/\partial V_e$ — емкости УС, обусловленные зарядами $eS\bar{N}_A$ и eSN_e соответственно; $\sigma_m = \partial J_{\tau}/\partial V_m$ — дифференциальная проводимость ШС.

Выполнение первых двух неравенств связано с тем, что среднее удаление свободных электронов в ОПЗ от гетерограницы $l_p \ll \mathcal{L}$ [4]. Выполнение третьего из неравенств (5) обусловлено тем, что ток J_{τ} при изменении N_e гораздо сильнее реагирует на изменение E_m , чем на изменение N_e [1]. Исключая из линеаризованных уравнений (2)—(4) вариации δV_y , δV_A , δV_m и δN_e и учитывая неравенства (5), получим уравнение для Фурье-компонент, описывающее отклик ЛГС на шумовые и внешние возмущения вида $\exp(-i\omega t)$,

$$Z\delta J_{\omega} = \delta V_{\omega} + \frac{\delta J_{y\phi\omega} + \widetilde{\delta J}_{y\omega}}{\sigma_y(1-i\omega\tau_y)} + \frac{\widetilde{\delta J}_{m\omega}}{\sigma_m(1-i\omega\tau_m)}, \quad (6)$$

где $\widetilde{\delta J}_{y\omega}$ и $\widetilde{\delta J}_{m\omega}$ — случайные источники тока в УС и ШС соответственно; $\delta J_{y\phi\omega}$ — фототок, который протекал бы через образец, если бы широкозонный слой отсутствовал [1]; $\sigma_y = \partial J_y/\partial V_y$ — дифференциальная проводимость УС; Z — импеданс ЛГС, равный

$$Z(\omega) = \frac{1}{\sigma_m(1-i\omega\tau_m)} + \frac{1}{\sigma_y(1-i\omega\tau_y)}, \quad \tau_m = \frac{c_m}{\sigma_m}, \quad \tau_y = \frac{c_A}{\sigma_y}. \quad (7)$$

Согласно (7), зависимость $Z(\omega)$ определяется двумя характерными временами τ_m , τ_y и проводимостями σ_m , σ_y , что соответствует эквивалентной схеме, показанной на вставке рис. 1, б. Из выражения (1) следует, что

$$\tau_m = \frac{\partial J_{\tau}}{\partial V_m} \simeq \frac{J_{\tau}}{V_m \bar{J}} \left(U - \frac{4-\pi}{8} \varepsilon_{g\text{ш}} - \mu \right) \equiv \frac{w}{E_m d} J_0. \quad (8)$$

Здесь мы положили $J_{\tau} = J_0$, где $J_0(M_0) = M_0 J_{y0}$ — стационарный темновой ток через ЛГС, M_0 — коэффициент размножения темновых носителей в ОПЗ, а $J_{y0} = J_0(1)$. Поэтому

$$\tau_m \simeq \frac{\varepsilon_m E_m}{4\pi w} \frac{S}{M_0 J_{y0}}. \quad (9)$$

При $M_0 \gg 1$ показатель степени n в соотношении Миллера [10]

$$M_0^{-1} = 1 - \left(\frac{V_y}{V_{\text{нр}}} \right)^n \quad (10)$$

можно считать независимым от V_y [11], где $V_{\text{нр}}$ — напряжение лавинного пробоя узкозонного слоя. Поэтому при $M_0 \gg 1$, полагая $J_y = J_0$, можно записать

$$\tau_y = \frac{\partial J_y}{\partial V_y} \approx \frac{n}{V_{ynp}} M_0^2 J_{y0}. \quad (11)$$

Для оценки τ_y примем, что УС легирован однородно. Тогда получим

$$\tau_y \approx \frac{\omega \epsilon_y E_{np}}{2n \epsilon_m E_m} \frac{\tau_m}{M_0} \equiv \alpha \frac{\tau_m}{M_0}, \quad (12)$$

где E_{np} — составляющая напряженности поля в УС на гетерогранице при $V_y = V_{ynp}$, обусловленная зарядом eN_A [1-4, 9, 12], ϵ_y — диэлектрическая постоянная УС.

Как видно из выражений (9) и (12), значения характерных времен τ_m и τ_y существенно зависят от плотности темнового тока $j_{y0} = J_{y0}/S$ и M_0 . Оценки, основанные на результатах работ [1-5, 7-12], показывают, что по порядку вели-

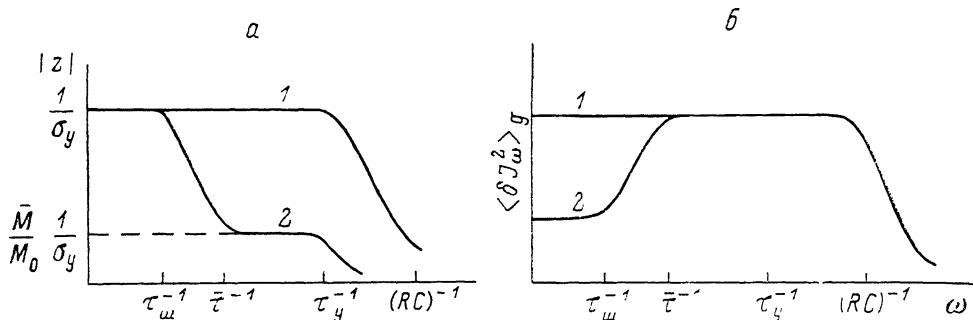


Рис. 2. Частотная зависимость модуля импеданса (а) и спектральной плотности дробовых шумов (б) ЛГС при $R \ll \sigma_y^{-1}$.

1 — $M_0 \ll \bar{M}$, 2 — $M_0 \gg \bar{M}$.

чины значение α , как правило, не превышает 10, а для наиболее характерных случаев даже меньше 1. Вследствие этого при больших значениях M_0 за счет выполнения неравенств $\tau_y \ll \tau_m$ и $\sigma_y \gg \sigma_m$ на частотной зависимости $|Z(\omega)|$ (7) при $c_A \ll c_m$ существуют два выраженных плато (рис. 2, а). Спектр шумов ЛГС также имеет особенности.

Дробовые шумы ЛГС

Спектр шумов зависит от режима работы ЛГС. Пусть в цепь включено нагрузочное сопротивление R . Тогда, учитывая (6), (7) и соотношение $\delta V_\omega = -R \delta J_\omega$, найдем выражение для флуктуации тока в цепи

$$\delta J_\omega = \frac{(1 - i\omega\tau_m) \frac{\widetilde{\delta J}_{y\omega}}{\sigma_y} + (1 - i\omega\tau_y) \frac{\widetilde{\delta J}_{m\omega}}{\sigma_m}}{(R + z_0)(1 - i\omega\tau_1)(1 - i\omega\tau_2)}, \quad (13)$$

где $z_0 = \sigma_y^{-1} + \sigma_m^{-1}$, а постоянные времена τ_1 и τ_2 равны

$$\tau_{1,2} = \frac{\tau_y + \tau_m + \frac{z_0}{R} \bar{c} \pm \sqrt{(\tau_y + \tau_m + \frac{z_0}{R} \bar{c})^2 - 4\tau_y\tau_m(1 + \frac{z_0}{R})}}{2(1 + \frac{z_0}{R})}. \quad (14)$$

Из (14) следует, что в режиме заданного напряжения, реализующегося при $R\sigma_y \ll 1$, постоянные времена $\tau_1 = Rc$, $\tau_2 = \bar{c} \equiv (c_A + c_m)/(\sigma_y + \sigma_m)$, где $c = c_A c_m / (c_A + c_m)$ — дифференциальная емкость ЛГС. С увеличением R постоянные времена увеличиваются до $\tau_1 = \tau_y$ при $R\sigma_y \gg 1$, $\tau_2 = Rc_m$ при $\sigma_y^{-1} \ll R \ll \sigma_m^{-1}$ и $\tau_2 = \tau_m$ при $R \gg z_0$. Можно показать, что $\tau_1 \ll \tau_2$ при любом R , а асимптотическое значение τ_1 , определяющее быстродействие ЛГС, равно меньшему из

времен Rc и τ_y . В дальнейшем будем считать, что лавинное размножение носителей происходит только в УС. Тогда спектральную плотность дробового шума внутренних токов в УС и ШС можно записать в виде [9]

$$\langle \widetilde{\delta J_{y\omega}^2} \rangle = 2eJ_{y0}M_0^2F, \quad (15)$$

$$\langle \widetilde{\delta J_{m\omega}^2} \rangle = 2eJ_{y0}M_0, \quad (16)$$

где $F(M_0)$ — лавинный фактор шума.

В режиме заданного напряжения, учитывая выражения (6), (7) и (13)—(16), найдем спектральную плотность дробового шума тока в цепи

$$\langle \delta J_{\omega}^2 \rangle_g = 2eJ_{y0} \left(\frac{M_0 \bar{M}}{M_0 + \bar{M}} \right)^2 \frac{F(1 + \omega^2 \tau_m^2) + \frac{M_0}{M^2}(1 + \omega^2 \tau_y^2)}{(1 + \omega^2 R^2 c^2)(1 + \omega^2 \tau^2)}, \quad (17)$$

где $\bar{M} \equiv M_0 \sigma_m / \sigma_y = \omega V_{ynp} / nV_m$. Второе слагаемое в числителе (17) обусловлено флуктуациями тока в ШС, являющихся дополнительным источником шумов ЛГС по сравнению с идеальным (т. е. без микроплазм) лавинным $n^+ - p$ -переходом с той же p -областью, что и в ЛГС. Действительно, переход от ЛГС к $n^+ - p$ -переходу в рамках указанных выше приближений сводится к замене параметров ШС на параметры n^+ -слоя, а именно к формальному переходу $\sigma_m \rightarrow \infty$, $c_m \rightarrow \infty$, $\tau_m \rightarrow 0$ и, как следствие, $\bar{M} \rightarrow \infty$, $\bar{\tau} \rightarrow 0$. При этом в числителе (17) второе слагаемое исчезает. На низких частотах ($\omega \ll \tau_m^{-1}$) этот источник шумов может оказаться доминирующим в ЛГС с большим отношением коэффициентов лавинной ионизации электронов и дырок в УС [9, 11], когда $M_0 \gg \bar{F}$, если УС сильно легирован (малые V_{ynp}), а ШС достаточно толстый (большие V_m), так что $\bar{M} \approx 1$ и $M_0 \gg \bar{M}^2 F$. Однако и в этом случае на частотах $\omega \gg \bar{\tau}^{-1}$ основным источником дробовых шумов ЛГС становится лавинный шум в УС. Далее будем считать выполненным условие $M_0 \ll \bar{M}^2 F$, реализующееся в большинстве реальных структур рассматриваемого типа, в том числе и на основе $\text{SiO}_2 - \text{Si}$ [1].

Спектральная плотность дробовых шумов, согласно (17), на низких частотах ($\omega \ll \tau_m^{-1}$) существенно зависит от отношения M_0 и \bar{M} . Как было показано в работе [1], в зависимости от конструктивных параметров УС и ШС величина \bar{M} может изменяться от 1 до 10^6 . Если коэффициент лавинного размножения $M_0 \ll \bar{M}$, то плотность шумов (17) совпадает с плотностью шумов $n^+ - p$ -перехода и пропорциональна $M_0^2 F$. При высоких напряжениях на ЛГС, когда $M_0 \gg \bar{M}$, плотность шумов ЛГС в $(M_0/\bar{M})^2$ раз меньше плотности шумов $n^+ - p$ -перехода и увеличивается с напряжением гораздо медленнее ($\sim F$).

Зависимость низкочастотного шума тока от напряжения легко пояснить с помощью эквивалентной схемы (рис. 1, б). При $\delta V_{\omega} = 0$ проводимости σ_y и σ_m соединены параллельно. Когда $M_0 \ll \bar{M}$, то $\sigma_y \ll \sigma_m$ и $\delta J_{\omega} = \delta \bar{J}_{y\omega} \sim M_0$. Когда $M_0 \gg \bar{M}$, то $\sigma_y \gg \sigma_m$ и $\delta J_{\omega} = \sigma_m \delta V_{\omega} = (\sigma_m / \sigma_y) \delta \bar{J}_{y\omega} = (\bar{M} / M_0) \delta \bar{J}_{y\omega} \sim \bar{M}$. Физический механизм, ответственный за такую зависимость, состоит в следующем. Шумовая генерация носителей в УС приводит к росту J_y , который в свою очередь увеличивает V_m , т. е. уменьшает V_y . В результате коэффициент умножения носителей M , в том числе и шумовых носителей, уменьшается. При малых M это уменьшение незначительно. При больших же M даже слабая шумовая генерация приводит к существенному уменьшению M по сравнению с его стационарным значением. Очевидно, что такая отрицательная обратная связь обладает инерционностью с постоянной времени $\bar{\tau}$, обусловленной параллельным включением через внешнюю цепь проводимостей $\sigma_y + \sigma_m$ и емкостей $c_A + c_m$. Так, из (17) при $\omega \gg \bar{\tau}^{-1}$ видно, что с точностью до величин $(1 + c_A/c_m)^2$, обычно близкой к единице, плотности шумов ЛГС и $n^+ - p$ -перехода совпадают и не зависят от частоты вплоть до $(RC)^{-1}$ (рис. 2, б).

В режиме заданного тока, реализующегося при $R \gg z_0$, фотонапряжение на ЛГС не зависит от нагрузки, а быстродействие определяется внутренними процессами релаксации в УС $\tau_1 = \tau_y$. При этом вариации напряжения (сигнальные и шумовые) на УС и на всей ЛГС совпадают (см. эквивалентную схему на

вставке к рис. 1, б). В этих условиях спектральная плотность шумов ЛГС, очевидно, совпадает с плотностью шумов $n^+ - p$ -перехода

$$\langle \delta V_{\omega}^2 \rangle_{\nu} = |2eJ_{y0} \left(\frac{M_0}{\sigma_y} \right)^2 \frac{F}{1 + \omega^2 \tau_y^2}| = R^2 \langle \delta J_{\omega}^2 \rangle_{\nu}. \quad (18)$$

Однако более интересным является промежуточный режим работы ЛГС, когда выполняются неравенства $\sigma_y^{-1} \ll R \ll \sigma_{\text{ш}}^{-1}$. Такая ситуация становится актуальной с появлением ЛГС большой площади с большими коэффициентами усиления [3, 5, 13]. Действительно, полагая в (8) и (14) $S=1 \text{ см}^2$, $J_{y0}/S = 10^{-8} \text{ А/см}^2$, $M_0 = 10^4$, $V_{\text{ш}} \approx 30 \text{ В}$, $\omega \approx 30$, $n \approx 4$, $V_{\text{упр}} = 40 \text{ В}$, найдем $\sigma_y^{-1} = 10 \text{ Ом}$, $\sigma_{\text{ш}}^{-1} = 10^4 \text{ Ом}$. Видно, что при типичной нагрузке $R = 50 \text{ Ом}$ условия промежуточного режима выполняются. Из выражений (6), (7) нетрудно убедиться, что в этом режиме фототок не зависит от R , а быстродействие ЛГС определяется внутренним временем релаксации τ_{ν} . Для системы $\text{SiO}_2 - \text{Si}$ с приведенными выше параметрами можно оценить [9] $\tau_{\nu} \approx 2 \text{ нс}$. Частотная зависимость дробовых шумов в этом случае, согласно (13), имеет вид

$$\langle \delta J_{\omega}^2 \rangle_{\nu} = 2eJ_{y0} M^2 F \frac{1 + \omega^2 \tau_{\text{ш}}^2}{(1 + \omega^2 \tau_y^2)(1 + \omega^2 R^2 c_{\text{ш}}^2)}. \quad (19)$$

Из (19) следует, что низкочастотная ($\omega \ll \tau_{\text{ш}}^{-1}$) плотность шумов в промежуточном режиме подавлена в $(R c_{\text{ш}})^{-2}$ раз по сравнению со случаем $n^+ - p$ -перехода (18) в тех же условиях $R \gg \sigma_y^{-1}$. Причина подавления та же, что и в режиме заданного напряжения, однако разрушение отрицательной обратной связи происходит на более низких частотах $\omega \approx (R c_{\text{ш}})^{-1} \ll \tau^{-1} \ll \tau_y^{-1}$.

Тепловые шумы и отношение сигнала к шуму

Спектральную плотность тепловых шумов тока можно получить из выражения (7) обычным путем [9]

$$\langle \delta J_{\omega}^2 \rangle_{\tau} = 4kT \operatorname{Re} \left(\frac{1}{Z} + \frac{1}{R} \right) = 4kT \left(\frac{1}{z_0} + \frac{1}{R} \right) \frac{1 + \omega^2 \tau_2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (20)$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура ЛГС.

Видно, что нагрузка является основным источником тепловых шумов в режиме заданного напряжения на всех частотах, а также в промежуточном режиме на низких частотах $\omega < (\tau R c_{\text{ш}})^{-1/2}$. Собственные тепловые шумы ЛГС, с другой стороны, преобладают в промежуточном режиме на частотах $\omega > > (\tau R c_{\text{ш}})^{-1/2}$, а также в режиме заданного тока на всех частотах.

Для вычисления отношения сигнала к шуму воспользуемся тем, что сигнальные и шумовые флуктуации тока в УС входят в выражение (6) симметрично. Пусть $\delta J_{y\omega} = eM_{\phi} \delta G_{\omega}$, где δG_{ω} — темп фотогенерации электронов в ОПЗ УС, M_{ϕ} — их коэффициент лавинного размножения. Тогда выражение для фототока ЛГС δJ_{ω} можно получить заменой в (13) $\delta \tilde{J}_{y\omega}$ на $eM_{\phi} \delta G_{\omega}$, полагая $\delta \tilde{J}_{\text{ш}\omega} = 0$. Очевидно, что отношение сигнала к дробовому шуму ЛГС не зависит ни от режима работы, ни от частоты и равно $(M_{\phi}/M_0)^2 (e \delta G_{\omega})^2 / 2eJ_{y0} F$. С учетом же тепловых шумов (20) отношение сигнала к шуму принимает вид

$$\eta \equiv \frac{\delta J_{\phi\omega}^2}{\langle \delta J_{\omega}^2 \rangle_{\nu} + \langle \delta J_{\omega}^2 \rangle_{\tau}} = \frac{(eM_{\phi} \delta G_{\omega})^2}{2eJ_{y0} M_0^2 F + 4kT \sigma_y (1 + \omega^2 \tau_y^2) \Gamma}. \quad (21)$$

Параметр $\Gamma = (R \sigma_y + 1)^3 / R \sigma_y$ зависит от нагрузки, причем величина

$$\beta = \left(\frac{R + z_0}{R + \sigma_y^{-1}} \right)^3 \frac{M}{M_0 + M} \frac{(1 + \omega^2 \tau_2^2)(1 + \omega^2 \tau_2)}{(1 + \omega^2 \tau^2)(1 + \omega^2 \tau_{\text{ш}}^2)} \quad (22)$$

в случае $n^+ - p$ -перехода равна единице. Как и следовало ожидать, на частотах $\omega \gg \tau^{-1}$ отношения сигнала к шуму ЛГС и $n^+ - p$ -перехода совпадают ($\beta = 1$) при любом R . Иная ситуация возникает на низких частотах. Так, в режиме заданного напряжения ($R \sigma_y \ll 1$) на частотах $\omega \ll \tau_{\text{ш}}^{-1}$ ЛГС может уступать

$n^+ - p$ -переходу $\beta = (M_0 + M)^2 / M^2 > 1$. В режиме заданного тока ($R \gg z_0$) на частотах $\omega \ll (\tau \tau_m)^{-1/2}$ ЛГС может превосходить $n^+ - p$ -переход $\beta = M / (M_0 + M) < 1$. В промежуточном режиме ($\sigma_y^{-1} \ll R \ll \sigma_m^{-1}$) на частотах $\omega \ll \tau_m^{-1}$ возможны оба варианта $\beta = 1/R \sigma_y (R \sigma_m)^2$, а в частотном диапазоне $(R \sigma_m)^{-1} \ll \omega \ll \sqrt{R \tau_y}$ $(R \sigma_m)^{-1}$ ЛГС значительно превосходит $n^+ - p$ -переход $\beta = (R \sigma_y)^{-1} \ll 1$.

До сих пор мы сравнивали ЛГС и $n^+ - p$ -переход при произвольной нагрузке R . Однако существует оптимальная нагрузка для $n^+ - p$ -перехода $R = (1/2) \sigma_y^{-1}$, при которой вклад тепловых шумов минимален и $\Gamma = 6.75$. Определим минимальную величину Γ_{\min} для ЛГС. На низких частотах при $R = (1/2) z_0$ найдем $\Gamma_{\min} = 6.75 (M_0 + M) / M$. Следовательно, стабилизация коэффициента усиления фототока и уменьшение крутизны вольт-амперной характеристики ЛГС при $M_0 \gg M$ [1] сопровождается снижением квазистационарного отношения сигнала к шуму ЛГС по сравнению с $n^+ - p$ -переходом. На высоких частотах $\omega \gg \tau^{-1}$ ЛГС эквивалентна $n^+ - p$ -переходу и $\Gamma_{\min} = 6.75$ при $R = (1/2) \sigma_y^{-1}$.

Авторы благодарны Л. Н. Курбатову и участникам его семинара за обсуждение результатов данной работы.

Список литературы

- [1] Осипов В. В., Панкратов А. А., Холоднов В. А. // ФТП. 1989. Т. 23. Вып. 7. С. 1201—1207. Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 20. С. 1889—1895.
- [2] Осипов В. В., Холоднов В. А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 80—89.
- [3] Foss N. A., Ward S. A. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. N 2. P. 728—731.
- [4] Андв Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. 415 с.
- [5] Фотоприемники и фотопреобразователи / Под ред. Ж. И. Алферова, Ю. В. Шмарцева. Л.: Наука, 1986. С. 105—130.
- [6] Туннельные явления в твердых телах / Под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста. М.: Мир, 1973. 422 с.
- [7] Техника оптической связи. Фотоприемники / Под ред. У. Тсанга. М.: Мир, 1988. 526 с.
- [8] Nicollian E. H., Brews J. R. MOS Physics and Technology. New York, 1982. 908 p.
- [9] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Т. 1, 2. 456 с.
- [10] Грегов И. В., Сержкин Ю. Н. Лавинный пробой $p - n$ -перехода в полупроводниках. Л.: Наука, 1980. 152 с.
- [11] Холоднов В. А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 6. С. 551—556. Там же. Вып. 15. С. 1349—1355.
- [12] Осипов В. В., Холоднов В. А. // ФТП. 1987. Т. 21. Вып. 11. С. 2078—2081.
- [13] Гасанов А. Г., Головин В. М., Садыхов З. Я., Юсипов Н. Ю. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 5. С. 706—709.

Поступило в Редакцию
28 апреля 1989 г.