

- [1] G o e d b l o e d J.P., S a k a n a k a P.H. Phys. Fluids, 1974, v. 17, p. 908.
- [2] G r a d H. - Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 1973, v. 70, p. 3377.
- [3] F e l b e r F.S. - Phys. Fluids, 1982, v. 25, p. 643.
- [4] L i b e r m a n M.A., V e l i k o v i c h A.L., F e l b e r F.S. In: Megagauss Technology and Pulsed Power Applications, New York: Plenum Press, 1987, p. 107.
- [5] К а д о м ц е в Б.Б. Гидромагнитная устойчивость плазмы. В сб.: Вопросы теории плазмы. Вып. 2. М.: Атомиздат, 1963.
- [6] F e l b e r F.S. et al. In: Megagauss Technology and Pulsed Power Applications, p. 117.
- [7] F e l b e r F.S. et al. - Laser and Particle Beams, 1987, v. 5, p. 699.

Поступило в Редакцию
5 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 20

26 октября 1988 г.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОПРИЕМНИКОВ
С ВНУТРЕННИМ УСИЛЕНИЕМ
НА ОСНОВЕ ЛАВИННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР
С ТОНКИМ ШИРОКОЗОННЫМ СЛОЕМ

В.В. О с и п о в, А.А. П а н к р а т о в,
В.А. Х о л о д н о в

Интерес к гетероструктурам (ГС) с „тонким” широкозонным слоем (ШС) как фоточувствительным элементам с внутренним усилением [1-7] обусловлен прежде всего технологической возможностью создания больших однородных фоточувствительных площадок, не содержащих микроплазм [1]. Импульсный МДП лавинный фотоприемник (ЛФП) [6, 7], работающий в условиях нестационарного обеднения полупроводниковой подложки, помимо преимуществ перед $p-n$ ЛФП, имеет и недостатки. Один из них заключается в дополнительном шуме, обусловленном генерацией носителей с поверхностных состояний (ПС) на гетерогранице [6, 8]; другой связан с временными интервалами „молчания” и необходимостью использования специальных источников переменного напряжения.

В данной работе изложены результаты теоретического анализа малосигнальных характеристик ЛФП на основе ГС с „тонким” ШС,

работающих при стационарном обеднении „узкозонного“ слоя (УС), т.е. при постоянном источнике питания [1-3]. Из-за большой высоты потенциального барьера на гетерогранице \mathcal{U} для неосновных носителей УС, допустим, электронов, они скапливаются вблизи ШС [9] и экранируют флуктуационные ПС [10], а также заполняют ПС другой природы [9]. Это приводит к подавлению поверхностной генерации, а, следовательно, и дополнительного источника шума. Протекание тока через гетерограницу происходит в основном за счет туннелирования электронов из УС в ШС. Необходимая для этого туннельная прозрачность барьера $D(\mathcal{E}_x)$ обеспечивается частичным экранированием поля в УС скопившимися вблизи ШС электронами, где \mathcal{E}_x - энергия их движения в направлении туннелирования. Усиление оптического сигнала обусловлено лавинным размножением носителей в области пространственного заряда (ОПЗ) УС толщиной Z . При анализе учтено квантование \mathcal{E}_x в потенциальной яме вблизи ШС [9].

1. Основное уравнение. При достаточно большом обратном напряжении на ГС V , складывающегося из напряжений на УС V_y и ШС $V_w = E_w \cdot d$ (E_w и d - поле в ШС и его толщина) из-за большой концентрации скопившихся вблизи ШС электронов их энергетическое распределение оказывается квазиравновесным [9]. Это позволяет туннельный ток I_T в двухзонном приближении описать выражениями

$$I_T \approx \frac{eN_e}{2\pi\hbar} \mu \cdot \exp(-\omega); \quad \omega = \sqrt{2m_w \mathcal{E}_{gw}} \cdot \frac{8 \cdot (U - \mu) - (4 - \pi) \mathcal{E}_{gw}}{8e\hbar E_w}, \quad (1)$$

где N_e - число свободных электронов в ОПЗ УС, μ - квазиуровень Ферми [9], m_w и \mathcal{E}_{gw} - эффективная масса электронов и ширина запрещенной зоны ШС. Используя выражения (1) и результаты работ [8, 9, 11-14], можно показать, что в ряде лавинных ГС, например в SiO_2 - Si , выполняются неравенства

$$\left| \frac{\partial V_e}{\partial V_A} \right| \ll 1; \quad C_A \ll C_e; \quad \frac{\partial I_T}{\partial N_e} \ll e \cdot \frac{C_w}{C_w}, \quad (2)$$

где V_A и $V_e = V_y - V_A$ - составляющие напряжения на ОПЗ УС за счет заряда мелких акцепторов в ней и заряда eN_e , а C_A и C_e - соответствующие этим зарядам емкости; $C_w = \frac{\partial I_T}{\partial V_w}$; $C_w = \frac{\mathcal{E}_w}{4\pi d}$; \mathcal{E}_w -

диэлектрическая проницаемость ШС. Первые два неравенства обусловлены тем, что среднее удаление свободных электронов в ОПЗ УС от гетерограницы $l_g \ll L$ [9]. Когда время формирования лавины τ_A меньше времени отклика ГС на возмущение, то полный ток в ГС

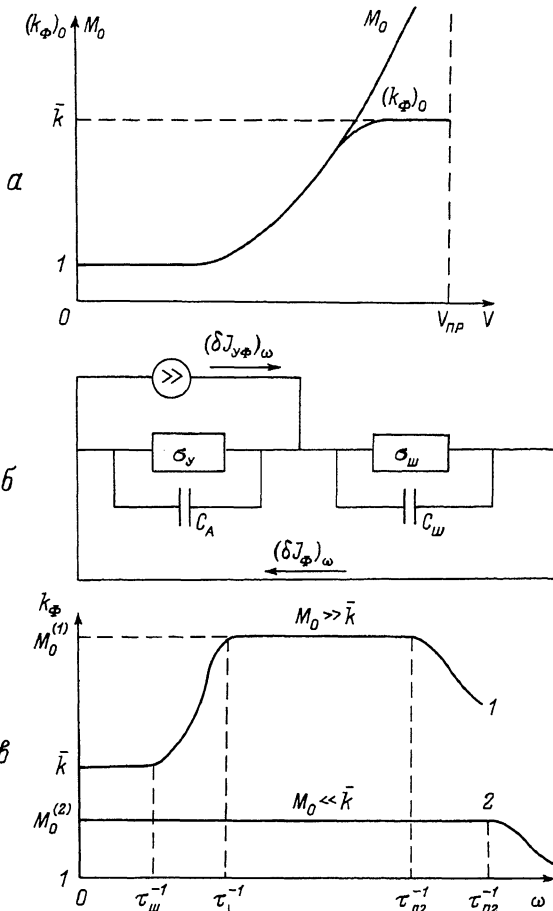


Рис. 1.

$$I = I_T + C_w \cdot \frac{\partial V_w}{\partial t} = I_e(V_y) - e \cdot \frac{\partial N_e}{\partial t} + C_w \cdot \frac{\partial V_w}{\partial t}, \quad (3)$$

где I_e — ток электронов, подтекающих к гетерогранице в стационарной ситуации из объема УС. В рассматриваемых условиях справедливо следующее уравнение для Фурье-компонент вариаций тока и напряжения, описывающее в том числе и отклик лавинной ГС на слабую засветку вида $\exp(i\omega t)$:

$$\left(\frac{\sigma_w^{-1}}{1 + i\omega\tau_w} + \frac{\sigma_y^{-1}}{1 + i\omega\tau_y} \right) \cdot (\delta I)_\omega = (\delta V)_\omega + \frac{(\delta I_y^M)_\omega + (\delta \tilde{I}_e)_e}{\sigma_y \cdot (1 + i\omega\tau_y)} + \frac{(\delta \tilde{I}_T)_\omega}{\sigma_w \cdot (1 + i\omega\tau_w)} \quad (4)$$

где $\delta I_{\text{ф}}^M = M_{\text{ф}} \cdot \delta I_{\text{уф}}^1$ фототок, который протекал бы через структуру, если бы ШС отсутствовал, а $M_{\text{ф}}$ — коэффициент размножения фотоносителей [15]; $\tau_{\text{ш}} = \frac{C_{\text{ш}}}{C_{\text{ш}}}$; $\tau_{\text{у}} = \frac{C_{\text{А}}}{C_{\text{у}}}$, $C_{\text{у}} = \frac{\partial I_{\text{е}}}{\partial V_{\text{у}}}$; $(\delta \tilde{I}_{\text{е}})_{\omega}$ и

$(\delta \tilde{I}_{\text{т}})_{\omega}$ — Фурье-компоненты случайных токов.

2. Фотозлектрический эффект. В режиме заданного V при значениях $V_{\text{у}}$, близких к напряжению пробоя УС $V_{\text{упр}}$ [11–14], т.е. при $M_{\text{ф}} \gg 1$, Фурье-компонента коэффициента усиления фототока $(K_{\text{ф}})_{\omega}$ определяется выражениями

$$(K_{\text{ф}})_{\omega} = (K_{\text{ф}})_0 \cdot \sqrt{\frac{1 + \omega^2 \tau_{\text{у}}^2}{1 + \omega^2 \tau_{\text{т}}^2}}; (K_{\text{ф}})_0 = \frac{\bar{K} \cdot M_{\text{ф}}}{\bar{K} + M_0}; \bar{K} = \frac{\omega}{n} \cdot \frac{V_{\text{упр}}}{V_{\text{ш}}}; \tau_{\text{т}} = \frac{(C_{\text{ш}} + C_{\text{А}}) \cdot \tau_{\text{у}} \tau_{\text{ш}}}{C_{\text{ш}} \tau_{\text{у}} + C_{\text{А}} \tau_{\text{ш}}}, \quad (5)$$

где n — показатель степени в соотношении Миллера [13, 14] для коэффициента размножения темновых носителей M_0 . Как видно из (5), при $M_{\text{ф}} \approx M_0$ [15] $(K_{\text{ф}}) > 1$ лишь при $\bar{K} > 1$, причем если $\bar{K} \gg 1$, то $(K_{\text{ф}})_0 \approx M_0$ до тех пор, пока $M_0 < \bar{K}$, а затем $(K_{\text{ф}})_0$ насыщается на уровне \bar{K} и из-за слабой зависимости $V_{\text{ш}}$ от M_0 слабо зависит от V (рис. 1, а). Самостабилизация $(K_{\text{ф}})_0$ при $M_0 \gg \bar{K}$ обусловлена экранированием фотоэлектронами поля в УС, другими словами, шунтированием внешней цепи проводимостью УС. Это легко понять с помощью эквивалентной схемы рис. 1, б, если учесть, что $C_{\text{у}} \sim M_0^2$, а $C_{\text{ш}} \sim M_0$. Значение \bar{K} может достигать нескольких порядков и, что существенно, нерезко зависит от d . При $M_{\text{ф}} \gg M_0$ [15] усиление фототока возможно и при $\bar{K} < 1$. Анализ показывает, что, как правило, $\tau_{\text{у}} \ll \tau_{\text{ш}}$, а следовательно, $\tau_{\text{у}} < \tau_{\text{т}} < \tau_{\text{ш}}$. Поэтому при $M_{\text{ф}} \approx M_0$ и $C_{\text{А}} \ll C_{\text{ш}}$ частотная характеристика $K_{\text{ф}}$ имеет вид рис. 1, в. Такая зависимость $K_{\text{ф}}$ от ω обусловлена тем, что когда $\omega > \tau_{\text{т}}^{-1}$, то даже при $M_0 > \bar{K}$ шунтирования внешней цепи не происходит (рис. 1, б), и сигнал в нее передается за счет тока смещения.

При заданном I Фурье-компонента фотонапряжения на ГС определяется выражениями

$$(\delta V_{\text{ф}})_{\omega} = \frac{(\delta V_{\text{ф}})_0}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_{\text{у}}^2}}; (\delta V_{\text{ф}})_0 = -\frac{M_{\text{ф}}}{n M_0} \cdot \frac{(\delta I_{\text{уф}})_0}{I} \cdot V_{\text{упр}}. \quad (6)$$

Спад фотоотклика (ФО) после короткого, дельта-образного импульса света $\Phi(t)$ (рис. 2, а) при заданном V происходит за характерное время $\tau_{\text{т}}$ (рис. 2, б, кривая 1), а при заданном I — за время $\tau_{\text{у}}$ (рис. 2, б, кривая 2).

Процесс включения фотоприемника при ступенчатой засветке $\Phi(t)$ (рис. 2, в) в режиме заданного тока описывается выражением (рис. 2, г, кривая 2)

$$\delta V_{\text{ф}}(t) = (\delta V_{\text{ф}})_0 \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{у}}}\right) \right]. \quad (7)$$

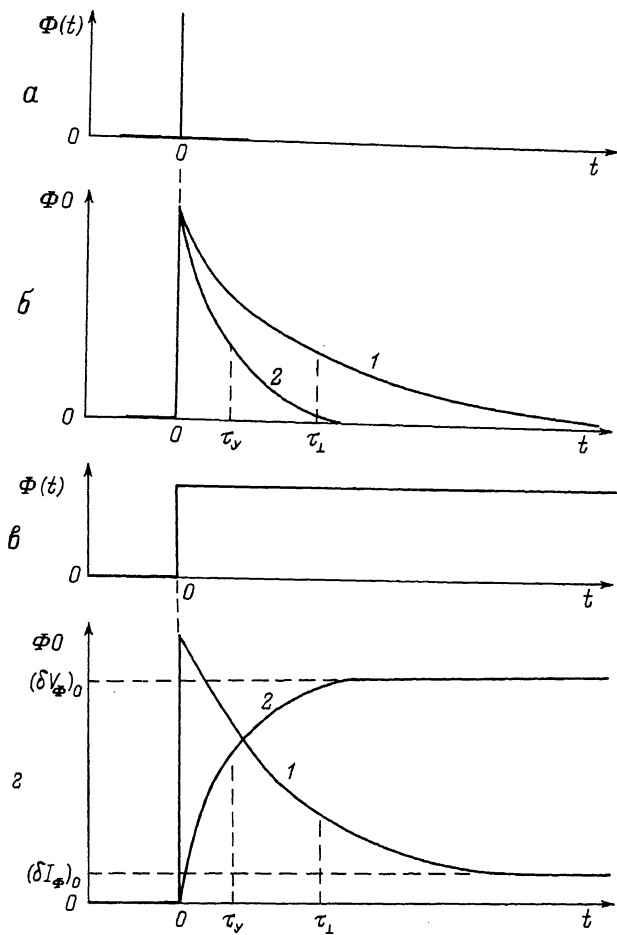


Рис. 2.

В режиме же заданного напряжения после всплеска фототока до значения $\frac{\tau_w}{\tau_1} \cdot (\delta I_\varphi)_0$ затем происходит его релаксация к стационарному значению $(\delta I_\varphi)_0$ по закону (рис. 2, г, кривая 1)

$$\delta I_\varphi(t) = (\delta I_\varphi)_0 \cdot \left\{ 1 + \left(\frac{\tau_w}{\tau_1} - 1 \right) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \right\}. \quad (8)$$

В зависимости от параметров ГС и коэффициентов размножения носителей значения времен τ_y, τ_w и τ_1 изменяются от сотен секунд до пикосекунд.

3. Ш у м и о т н о ш е н и е ш у м / с и г н а л.
„Низкочастотная“ спектральная плотность дробовых флуктуаций тока лавинной ГС S_I меньше, чем адекватного ρ - n ЛФП. Под адекватным ρ - n ЛФП мы подразумеваем классическую для ЛФП структуру ρ^+n-n^+ типа, база которой изготовлена из того же материала, так же легирована, имеет ту же толщину и тот же коэффициент размножения шумовых носителей M_0 [15], что и УС рассматриваемой ГС. Отношение стационарного шумового тока лавинной ГС с „тонким“ ШС при постоянном управляющем источнике питания к стационарному шумовому току адекватного ρ - n ЛФП падает с ростом M_0 . При частотах, превышающих некоторую характерную частоту, S_I опять перестает зависеть от ω вплоть до $\omega \approx \tau_n^{-1}$. В зависимости от параметров ГС, „высокочастотный“ шумовой ток может быть как больше, так и меньше „низкочастотного“ и не превосходит шумового тока адекватного ρ - n ЛФП. „Высокочастотный“ шум напряжения много меньше шума адекватного ρ - n ЛФП. Отношение шум/сигнал рассматриваемого ЛФП в наиболее реальных ситуациях не зависит от ω и практически совпадает с отношением шум/сигнал адекватного ρ - n ЛФП. За счет аналогичных эффектов, что и в ρ - n ЛФП [15], отношение шум/сигнал может падать с ростом M_ϕ . Может также падать с ростом M_ϕ и отношение интегрального шума к амплитуде ФО на импульсную засветку рассматриваемого в данной работе ЛФП.

Авторы благодарны Л.Н. Курбатову за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

- [1] F o s s N.A., W a r d S.A. - J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 2, p. 728-731.
- [2] Фотоприемники и фотопреобразователи / Под ред. Алферова Ж.И. и Шмарцева Ю.В., Л.: Наука, 1986, с. 296.
- [3] Г а с а н о в А.Г., Г о л о в и н В.М., С а д ы г о в З.Я., Ю с и п о в Н.Ю., - Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, в. 8, с. 706-709.
- [4] В у л ь А.Я., Д и д е й к и н А.Т., З и н ч и к Ю.С., С а н и н К.В., С а ч е н к о А.В. - ФТП, 1986, т. 20, в. 8, с. 1444-1450.
- [5] Б а р а н ю к В.Б., К о м и с с а р о в Г.П., М а н а с с о н В.А., Ш у с т е р Э.М. - ФТП, 1988, т. 22, в. 4, с. 733-735.
- [6] К р а в ч е н к о А.В., П л о т н и к о в А.Ф., В о г д а н о в S.V., S h u b i n V.E. - Phys. St. Sol. (a), 1986, v. 93, N 1, p. 361-368.
- [7] У с и к о в В.Д. - Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, в. 6, с. 548-551.

- [8] Nicollian E.H., Brews J.R. MOS Physics and Technology N.Y.: Willey, 1982, 908 p.
- [9] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985, 415 с.
- [10] Гергель В.А., Сурис Р.А. - ЖЭТФ, 1983, т.84, в. 2, с. 719-736.
- [11] Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984, кн. 1, 456 с.; кн. 2, 456 с.
- [12] Осипов В.В., Холоднов В.А. - ФТП, 1987, т. 21, в. 11, с. 2078-2081.
- [13] Miller S.L. - Phys. Rew, 1955, v. 99, N 4, p. 1234-1241.
- [14] Холоднов В.А. - Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, в. 15, с. 1349.
- [15] Арцис Н.Х., Холоднов В.А. - РЭ, 1984, т.29, в. 1, с. 151-159.

Поступило в Редакцию
26 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 20

26 октября 1988 г.

МЕХАНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ХРУПКИХ ТЕЛ ПРИ ТРЕНИИ

А.Т. Тохметов, В.И. Веттегрень

Явление излучения света в видимой области спектра при разрушении твердых тел получило название механолюминесценции (МЛ). Это явление непосредственно связано с процессом разрушения материала, поэтому МЛ можно использовать для экспериментального исследования механизма разрушения твердых тел. МЛ, сопровождающая разрушение металлов, изучалась в работах [1-3]. Нами в качестве объектов исследования выбраны хрупкие тела: стекла и полимеры в стеклообразном состоянии, для которых закономерности МЛ не искажаются за счет пластической деформации.

В настоящем сообщении приводятся предварительные результаты исследования МЛ хрупких тел при сухом трении (трении в отсутствие смазки). Установка для изучения МЛ была построена аналогично описанной в [4]. Трение осуществлялось по схеме „вал-стержень”. Образец прижимался к стальному валу, вращающемуся со скоростью 1200 оборотов в минуту. Усилие прижима создавалось при помощи рычага и блока. Узел трения помещался в светонепроницаемую камеру. В качестве фотоприемника использовали фотоумножитель ФЭУ-79, который работал при комнатной температуре, регистрирующая аппаратура - в режиме счета фотонов [5]. Для вариации температуры трения использовали две кюветы - низкотемпературную (от 90 до 290 К) и высокотемпературную (от 290 до 590 К).