

ПАЗАРИТНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПО ПОДЛОЖКЕ В ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ НА АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Гергель В. А., Ильичев Э. А., Лукьянченко А. И., Полторацкий Э. А.,
Щамхалов К. С.

Экспериментально и теоретически исследованы эффекты управления через полуизолирующую подложку полевыми транзисторами с затвором Шоттки, изготовленными на однородно легированных эпитаксиальных слоях арсенида галлия. Установлено, что причиной паразитного управления через подложку является накопление отрицательного заряда вблизи границы канал—подложка из-за дырочной эмиссии Френкеля—Пула с глубоких акцепторных центров полуизолирующей подложки. Показано, что пороговость характера эффектов паразитного управления через подложку наблюдается при наличии в пограничной области канал—подложка глубокого донора (~ 0.34 эВ). Обсуждены беспороговый и пороговый характеры проявлений эффектов паразитного управления транзистором в стационарном и нестационарном режимах.

К основным факторам, сдерживающим увеличение степени интеграции в ИС на арсениде галлия, относятся физические процессы, проявляющиеся в неконтролируемых изменениях тока стока полевого транзистора Шоттки (ПТШ) при изменениях электрического потенциала на электроде, топологически изолированном от транзистора. Они известны как эффекты паразитного управления по подложке (ЭПУ, backgating) [1-4].

Несмотря на обилие работ, к настоящему времени не существует достаточно ясных представлений о механизмах и кинетике процессов ЭПУ и не найдено эффективных средств борьбы с ними.

В настоящей работе на основе исследований как стационарных, так и нестационарных характеристик ЭПУ дано развитие физической модели ЭПУ, предложенной нами в [5].

Исследования проводились на ячейках, представляющих совокупность ПТШ и копланарных топологически изолированных «паразитных» электродов (ПЭ) (рис. 1) с барьерными либо омическими вольт-амперными характеристиками. Ячейки сформированы на эпитаксиальных слоях n -GaAs с однородным легированием, выращенных на полуизолирующих подложках арсенида галлия, легированных хромом (АГЧП-4, 5). Образцы исследовались в диапазоне температур 300—450 К и электрических полей (10^1 — $5 \cdot 10^5$) В/см; динамические характеристики схемы измерения обеспечивали регистрацию релаксационных процессов в канале ПТ с характерными временами $\geq 10^{-7}$ с.

Схема измерений позволяла разделять регистрировать токи стока I_D , затвора I_g и паразитного электрода I_{bg} при различных напряжениях U_{bg} на ПЭ; ПЭ удалены от ПТШ в плоскости пластины на расстоянии 20—1000 мкм.

Вся совокупность результатов измерений по характеру конкретных проявлений ЭПУ естественно объединяется в две основные группы: «беспороговые» ЭПУ и ЭПУ с пороговыми характеристиками.

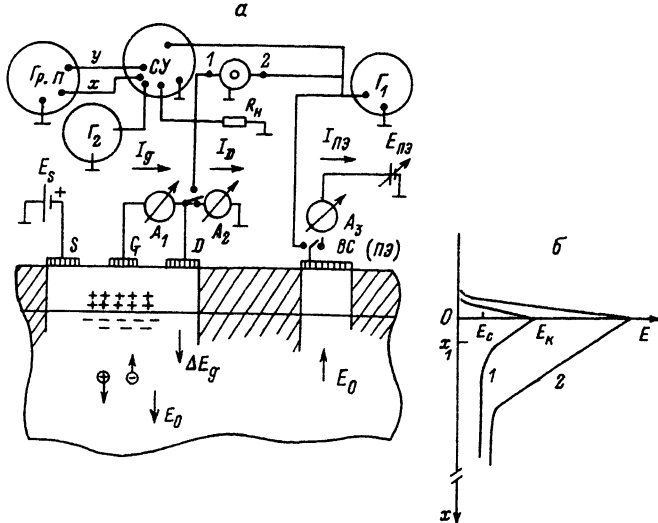


Рис. 1. Измеряемая ячейка и блок-схема измерений (а), изображение стационарного поля в поперечном сечении образца (б).

а — S, D, G — электроды соответственно истока, стока и затвора ПТШ; BG (ПЭ) — паразитный электрод; R — сопротивление нагрузки; Г₁ — импульсный генератор; Г₂ — генератор пилообразного напряжения; О — осциллограф; Су — стробоскопический усилитель; Гр. П. — графопостроитель; А₁, А₂, А₃ — наномикроамперметры. б — E₀ = U₀/l — в объеме подложки; E_к — поле на границе p-n-перехода; 1 — E₀ < E_с^{*}, 2 — E₀ > E_с^{*} (E_с^{*} — критическое поле).

В случаях беспороговых ЭУП ток стока в ПТШ монотонно изменяется с изменением напряжения на ПЭ (рис. 2); при этом изменения тока в подложке являются сильными функциями температуры и электрического поля. Семейство зависимостей токов подложки от напряжения на паразитном электроде и температуры образца (рис. 2) хорошо линейризуется соответственно в координатах (lg I, √U) и (lg I, 1/kT). Учитывая функциональную зависимость, полярность напряжения на ПЭ и линейные размеры активной области ПТШ (~5 мкм), можно утверждать, что основной причиной модуляции проводимости канала ПТШ при изменении напряжения на ПЭ является накопление отрицательного заряда в подложке вблизи границы раздела канал—подложка из-за эмиссии дырок с ловушек с энергией ~0.78 эВ; характерные величины полей проявления эффектов сильного поля составляют ~10⁴ В/см. Значение g³ = Δ(ln I)/(Δ(√E)) · kT, полученное в эксперименте, близко к теоретическому значению, для эмиссии Френкеля—Пула g³_{PF} = (g³/πεε₀)^{1/2} и составляет 5 · 10⁻⁴ эВ · см^{1/2}/В^{1/2} (εε₀ — диэлектрическая проницаемость). Анализ кривых релаксации тока стока (см. временные диаграммы на рис. 3, а, б) при импульсном характере напряжения на ПЭ (t >> τ_p) и в условиях различных температур образцов (рис. 3, в) указывает на активационный характер релаксации тока стока:

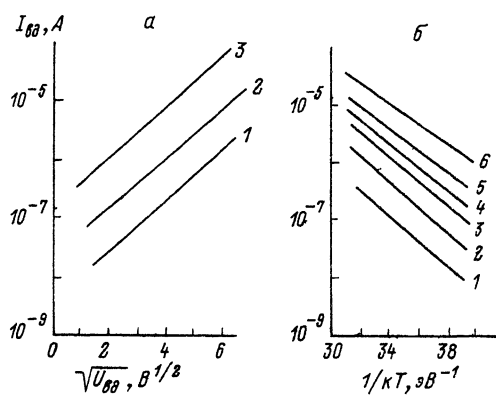


Рис. 2. Зависимость тока подложки от напряжения на паразитном электроде (а) и температуры образца (б) в беспороговых ЭУП.

а — T, К: 1 — 298, 2 — 331, 3 — 375 (U_D = 1.6 В). б — U_{BG}, В: 1 — -1, 2 — -5, 3 — -10, 4 — -20, 5 — -25, 6 — -30.

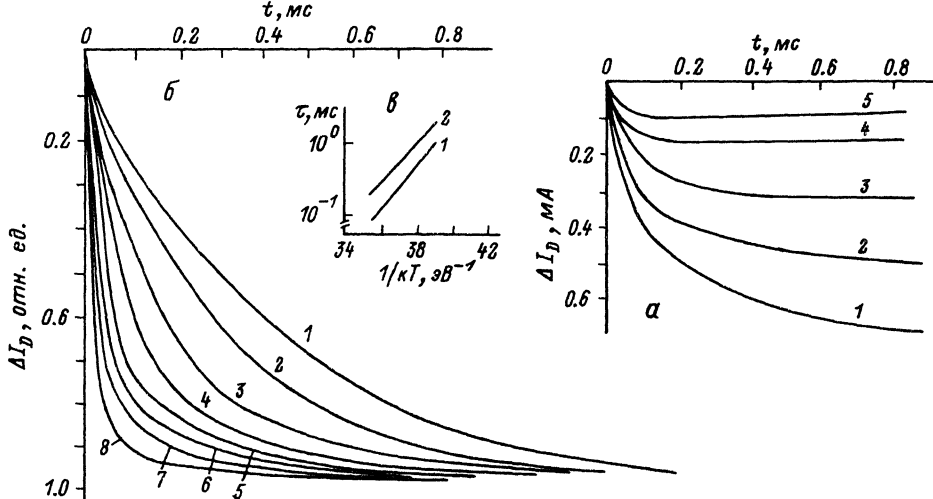


Рис. 3. Временные диаграммы тока стока в беспороговых ЭУП при различных напряжениях U_{bg} на ПЭ (а) и температурах T образца (б), температурная зависимость постоянной времени релаксации тока стока при импульсном характере напряжения на ПЭ (в).

а — U_{bg} , В: 1 — 5, 2 — 3, 3 — 2, 4 — 1, 5 — 0.6. б — T , К: 1 — 294, 2 — 299, 3 — 304, 4 — 310, 5 — 316, 6 — 324, 7 — 350, 8 — 360. в — U_{bg} , В: 1 — 5, 2 — 25.

$$\Delta I_c = \Delta I_{c0} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right],$$

где $\tau = \tau_0 \exp(E_{акт}/kT)$, при этом $E_{акт} = 0.6$ эВ при $U_{bg} = -25$ В.

С учетом влияния эффекта Шоттки на распределение потенциала ловушки в условиях сильного поля ($g\beta_{дин}^3 \approx 7 \cdot 10^{-4}$ эВ·см^{1/2}/В^{1/2}) получаем, что, как и в статическом режиме ($g\beta_{стат}^3 \approx 5 \cdot 10^{-4}$ эВ·см^{1/2}/В^{1/2}), при импульсном возбуждении ток в канале также контролируется глубокими акцепторными центрами подложки с энергией 0.75—0.80 эВ.

В другой группе образцов существенные изменения тока стока наблюдаются лишь по превышению напряжения на ПЭ некоторого порогового значения U_{bg}^* («пороговые» ЭУП). При этом на зависимостях тока подложки от напряжения на ПЭ в статическом режиме (рис. 4) вне зависимости от

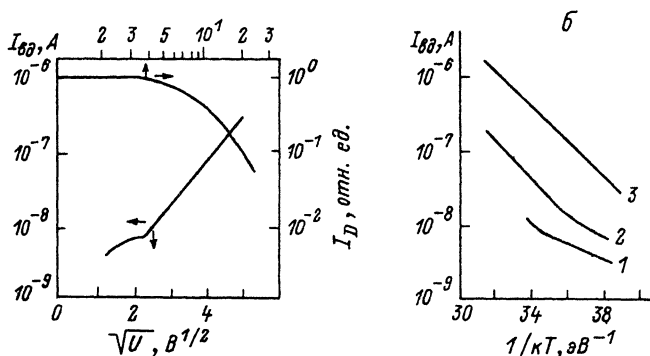


Рис. 4. Зависимость токов подложки и стока в ПТШ от напряжения U_{bg} на ПЭ (а) и температуры T образца (б) в пороговых ЭУП.

а — $T = 298$ К, б — U_{bg} , В: 1 — 1, 2 — 4, 3 — 9.

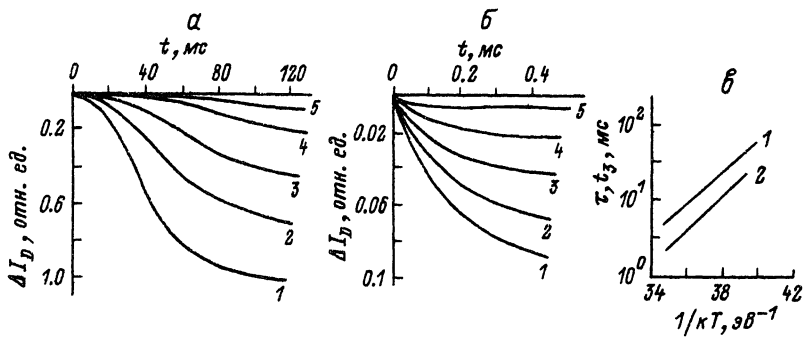


Рис. 5. Временные диаграммы токов стока в пороговых ЭУП при различных напряжениях U_{bg} на ПЭ (а) и (б).
 1 — $U_{bg} = U_{bg}^*$, 2 — $U_{bg} = 0.8U_{bg}^*$, 3 — $U_{bg} = 0.7U_{bg}^*$, 4 — $U_{bg} = 0.5U_{bg}^*$, 5 — $U_{bg} = 0.3U_{bg}^*$ ($T = 298$ К, $U_D = 3$ В, $U_G = 0$ В; б — начальный участок временной диаграммы). в — 1 — $\tau(1/T)$, 2 — $t_3(1/T)$ ($U_{bg} = 0.8U_{bg}^*$, где U_{bg}^* — напряжение перекрытия канала ПТШ при управлении со стороны подложки).

барьерного либо омического характера ВАХ контакта ПЭ регистрируются участки как со слабой ($I_{bg} \sim U_{bg}$), так и сильной ($I_{bg} = I_0 \exp(g\sqrt{E}/kT)$) полевыми зависимостями. В температурных измерениях регистрируется активационный характер изменений на обоих участках. При этом на участке с омическим характером полевой зависимости энергия активации ~ 0.34 эВ, на участке с сильной полевой зависимостью значение энергии активации ~ 0.6 эВ (рис. 4, а, б), что с учетом эффекта Френкеля—Пула для энергии ловушки дает значение ~ 0.8 эВ.

Таким образом, на допороговом участке ток в подложке I_{bg} контролируется глубоким донорным центром с энергией ~ 0.34 эВ, который и определяет порог процесса ЭУП. При $U_{bg} > U_{bg}^*$, как и в беспороговом случае, интенсивная эмиссия дырок с акцепторных центров ~ 0.78 эВ по механизму Френкеля—Пула и их уход в подложку приводят к накоплению отрицательного заряда вблизи границы раздела канал ПТШ—подложка, что обуславливает монотонное уменьшение тока стока при увеличении отрицательного смещения U_{bg} на ПЭ.

При исследованиях релаксационных характеристик тока стока в ПТШ для образцов с пороговыми ЭУП влияние донорного центра проявляется во временной задержке основного процесса модуляции тока в канале ПТ в случаях, если амплитуда импульса U_{bg} превышает пороговое значение U_{bg}^* («плато» на рис. 5). При этом длительность задержки определяется относительными величинами характерных времен генерационно-рекомбинационных процессов с участием зарегистрированных выше глубоких доноров и акцепторов и, следовательно, меняется с изменением напряжения на ПЭ. В частности, для представленной группы образцов при изменении напряжения на ПЭ от U_{bg} до напряжения полного обеднения канала U_{bg}^{oxy} время задержки (длительность плато) монотонно уменьшается от 60 до 15 мс. По истечении временной задержки протекает процесс основной модуляции тока стока. При этом анализ процесса релаксации тока стока при различных температурах (рис. 5, а) и напряжениях (рис. 5, б) позволяет определить энергию активации процесса релаксации и подтвердить полевой характер эмиссии дырок с ловушек ~ 0.78 эВ на участке основной модуляции тока стока (рис. 5, в).

Задний фронт импульса релаксации тока стока в обеих группах представленных образцов особенностей не имеет.

Представленные выше результаты исследований ЭУП получены для ИС с элементной базой, выполненной на однородно легированных эпитаксиальных структурах электронного типа проводимости, выращенных МОС гидридным методом на полуизолирующих подложках арсенида галлия, легированных хромом (АГЧП-4, 5), диаметром 60 мм. Исходный тип проводимости полуизолирующих подложек носит электронный характер, что указывает на существенно большую скорость эмиссии W_{p0} электронов относительно скорости эмиссии дырок W_{p0} в области малых полей. С увеличением напряжения на ПЭ скорость эмиссии дырок W_p с акцепторов $E_i = 0.78$ эВ растет в силу эффекта Френкеля—Пула:

$$W'_p = W_{p0} \exp \left(\frac{E}{E_{PF}} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где $E_{PF}^{1/2} = (g/\pi\epsilon\epsilon_0 k^2 T^2)^{1/2} = \beta_{PF}^T/kT$.

При достаточном увеличении поля достигается равенство темпов эмиссии дырок и электронов. Соответствующее критическое поле E_c , определяемое из условия равенства темпов эмиссии электронов и дырок, имеет вид

$$E_c = E_{PF} \ln^2 \frac{W_{p0} N_d}{W_{p0} (N - N_d)}, \quad (2)$$

где N — концентрация глубоких акцепторов, N_d — концентрация мелких доноров; параметр полевой ионизации E_{PF} при комнатной температуре $\approx 3 \cdot 10^4$ В/см.

В стационарном режиме в случаях, когда $E_0 \gg E_c$ (E_0 — поле в подложке), изменение поля ΔE_g , создаваемое отрицательным зарядом на акцепторах под транзистором в процессе полевой эмиссии дырок, определяется соотношением

$$\Delta E_g = \frac{j_{p0}}{W_n \epsilon \epsilon_0} = E_0 \xi \exp \left(\sqrt{\frac{E_0}{E_{PF}}} - \sqrt{\frac{E_c}{E_{PF}}} \right), \quad (3)$$

где

$$\xi = \frac{g\mu_p}{\epsilon\epsilon_0 c_p} \left(1 - \frac{N_d}{N} \right) \approx 10^2$$

— безразмерный параметр,

$$j_{p0} = g\mu_p E_0 \frac{W_{p0} (N - N_d)}{c_p N_d} \exp \left(\frac{E_0}{E_{PF}} \right)^{1/2}$$

— плотность тока дырок под транзистором, c_p — коэффициент захвата дырки акцептором, μ_p — подвижность дырки.

Таким образом, в стационарном режиме беспороговые ЭУП (рис. 2) отвечают ситуации, когда $(N - N_d) W_{p0} > N_d W_n$.

В случаях, когда $(N - N_d) W_{p0} < N_d W_n$, процессы ЭУП имеют пороговый характер. При этом начальный участок на зависимостях тока подложки I_{bg} от напряжения U_{bg} на ПЭ определяется электронной компонентой тока. Что же касается зависимости $I_D(U_{bg})$, то ее крутизна будет связана с соотношением темпов эмиссии электронов и дырок.

Динамика ЭУП будет определяться кинетикой образования отрицательного заряда на акцепторах после включения напряжения на ПЭ. Дырочная компонента тока $j_p(x)$, равная нулю у границы n — π -перехода, возрастает на характерной

длине захвата дырок $l_p = \mu_p E_0 / c_p N_d$ до значений j_{p0} в объеме подложки. Электронная компонента тока j_n с момента включения U_{bg} не зависит от X ($\partial j_n / \partial x = 0$). Поэтому, как следует из уравнения непрерывности тока $\partial (j_n + j_p) / (\partial x) + \partial \rho / \partial t = 0$, рост поля ΔE_g вблизи $n-\pi$ -перехода под транзистором будет определяться дырочным током:

$$\Delta E_g = \frac{j_{p0} t}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (4)$$

Из сравнения (4) и (3) следует, что время релаксации поля не зависит от напряжения V_{bg} и определяется скоростью эмиссии электронов W_n , если в процессе релаксации поля ток дырок существенно не меняется; это и регистрируется в экспериментах [$\tau \neq f(U_{bg})$, рис. 3, а]. Критерий постоянства тока j_{p0} можно получить из предположения незначительности падения напряжения, обусловленного зарядом, накапливаемым на акцепторах, т. е. $(\Delta E_g)^2 / 2E_i' < U_{bg}$, где U_{bg} — напряжение на ПЭ, $E_i' = g(N - N_d) / \epsilon \epsilon_0$ — производная поля в области локализованного на акцепторах заряда. Учитывая, что при этом $E_0 = U_{bg} / l$ (l — характерная длина участка падения напряжения, равная примерно линейному размеру активной области транзистора), а также принимая во внимание выражение (3), получим для критерия независимости времени релаксации от U_{bg} следующее выражение:

$$\frac{U_{bg}}{2E_i' l^2} \xi^2 \ll 1. \quad (5)$$

В случае, когда основная часть напряжения падает на $n-\pi$ -переходе, электрическое поле ΔE_g (а значит, и I_c) будет релаксировать к стационарному значению $\Delta E_g = (2E_i' U)^{1/2}$ за характерное время

$$t = \tau_p = \frac{\Delta E_g \epsilon \epsilon_0}{j_{p0}} \sim \frac{1}{W_{p0}} \left(\frac{E_i' l^2}{U_{bg} \xi^2} \right) \exp \left(- \frac{U_{bg}}{l E_{PF}} \right),$$

зависящее от скорости эмиссии дырок.

В случае одного типа акцепторов в ПП зависимость относительной проводимости канала от поля $E_g = E_0 + \Delta E_g$ имеет вид [5]

$$\Sigma = 1 - \frac{E_{k0}}{E_k' l_{k0}} \left[\left(1 + \frac{E_g^2}{E_i'^2} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (6)$$

где $\Sigma = \sigma_0 + \delta\sigma / \sigma_0$ — нормированная проводимость канала, E_k' — производная электрического поля в канале, $E_i' = (2\varphi_k E_i')^{1/2}$ — характерное поле (рис. 1), l_{k0} — толщина канала при $U_{bg} = 0$ В, E_{k0} — поле на границе $n-\pi$ -перехода при $U_{bg} = 0$ В. Отсюда видно, что изменение тока стока происходит коррелированно с изменением E_g . Следовательно, время релаксации тока стока будет активационно зависеть от температуры; характерная энергия процесса — энергия активации дырки с акцептора, что подтверждается экспериментальными зависимостями, представленными на рис. 3.

Существенное влияние на поведение проводимости могут оказывать глубокие донорные уровни, расположенные у границы канал—подложка. Так, наличие дополнительных глубоких доноров может привести к пороговому проявлению ЭУП. Действительно, стационарное электрическое поле в этом случае проникнет в канал лишь после зарядки глубоких доноров, т. е. при

$$E_g > E_g^* = \frac{gN_{sd}}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (7)$$

где N_{sd} — поверхностная плотность доноров. При этом в зависимости Σ от E_g (6) вместо E_g будет фигурировать $E_g - E_g^*$, а на переднем фронте зависимости $\Sigma(t)$ (если $\tau_n < \tau_p$) будет проявляться временная задержка, связанная с накоплением заряда на акцепторах, который компенсирует заряд доноров:

$$\Delta t \sim \frac{E_g^* + \varepsilon\varepsilon_0}{j_{p0}}. \quad (8)$$

Как следует из результатов экспериментальных исследований, представленных на рис. 4 и 5, образцы с пороговыми характеристиками ЭУП обязаны порогу наличием донорного уровня $E_i \approx 0.34$ эВ. При этом, так как полный ток, текущий через подложку, равен

$$I_{bg} = \left[g\mu_n \frac{W_p N_d}{(N - N_d) c_n} + \frac{g\mu_n W_{p0} (N - N_d)}{N_d c_p} \exp\left(\frac{E_0}{E_{PF}}\right)^{1/2} \right] E_0 l^2,$$

то при

$$E_0 < E_g^* = \left(\sqrt{E_c} + \sqrt{E_{PF}} \ln \frac{c_p \mu_n N_d}{c_n \mu_p (N - N_d)} \right)^2$$

электронная составляющая больше дырочной, а при $E_0 > E_g^*$ ситуация обратная. Поэтому как ВАХ, так и температурная зависимость тока на участке контролируются либо глубокими донорами ($E_0 < E_g^*$), либо глубокими акцепторами ($E_0 > E_g^*$).

Заметим, что интерпретировать экспериментальные результаты (рис. 4, 5), полученные для образцов с пороговым характером ЭУП на основе соотношений (1) и (2), не удастся, так как если бы на допороговом участке ток определялся глубокими центрами, компенсированными мелкими донорами, то в исследованном диапазоне температур необходимая энергия активации (0.34 эВ) не имела бы места. Из сказанного следует, что для создания пороговости характеристики ЭУП необходимо ввести прослойку ν -типа у границы n -GaAs—ПП, концентрация доноров в которой обеспечит требуемый U_g^* :

$$N_{sd} > \sqrt{2E_i' U_g^*}.$$

Здесь энергия активации доноров должна быть достаточно большой, чтобы не произошло шунтирования канала транзистора, но и не настолько большой, чтобы воспрепятствовать экранированию нестационарного поля в ПП.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Kocot C., Stobte C. A. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1982. V. ED-29. N 7. P. 1059—1064.
- [2] Воробьев Ю. В., Костылев С. А., Макарова Т. В., Прохоров Е. Ф. // ФТП. 1984. Т. 13. В. 10. С. 1784—1787.
- [3] Lee C. P., Lee S. J., Welch B. M. // IEEE Electron. Dev. Lett. 1982. V. EDL-3. P. 97—99.
- [4] Ogawa M. // The transactions of the IEICE. 1987. V. E70. N 9. P. 847—856.
- [5] Гергель В. А., Ильичев Э. А., Лукьянченко А. И., Полторацкий Э. А., Соляков А. Н. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 12. С. 2111—2116.