

О ПОНИЖЕНИИ ПОРОГА НЕУСТОЙЧИВОСТИ ОДНОРОДНОГО ЛАВИННОГО ПРОБОЯ КРЕМНИЕВЫХ $p^+ - n$ -ПЕРЕХОДОВ

Мельникова Ю. С.

Показано, что в резких кремниевых $p^+ - n$ -переходах однородный по площади переход лавинный пробой неустойчив при плотностях токов $J \ll evN$, когда $p^+ - n$ -переход имеет положительное дифференциальное сопротивление. Неустойчивость обусловлена значительным различием коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок в кремнии и реализуется при низких уровнях легирования n -слоя ($N \leq 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$).

Введение. В работе рассматривается частный механизм неустойчивости однородного лавинного пробоя резкого $p^+ - n$ -перехода относительно малых флуктуаций плотности лавинного тока по площади $p^+ - n$ -перехода. Механизм пригоден для резко асимметричных $p^+ - n$ -Si-переходов с легированием n -области ($N \leq 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). В этих $p^+ - n$ -переходах толщина ОПЗ ≥ 30 мкм, а максимальное поле при пробое $E < 2.5 \cdot 10^6 \text{ В/см}$, в таких полях коэффициенты ударной ионизации (УИ) в кремнии различаются более чем в 10 раз [1, 2]. При отсутствии лавинного тока поле обратного смещенного $p^+ - n$ -перехода равномерно спадает в глубь n -слоя (считаем, что резкий $p^+ - n$ -переход находится в плоскости $X=0$) по формуле

$$E(X) = E(0) - \frac{e}{\epsilon} NX. \tag{1}$$

Для удобства знак поля изменен на противоположный, и скорость основных носителей — электронов направлена по полю. Толщина ОПЗ $W = eE(0)/eN$, где N — концентрация доноров в n -слое. При плотности лавинного тока такой, что $J \ll evN$, ударная ионизация происходит преимущественно вблизи плоскости $X=0$ в слое умножения $1/\alpha_n(0) < l < 1/\alpha_p(0)$ и полностью отсутствует при $X \approx W$. Образовавшиеся при ударной ионизации дырки уходят в p^+ -область, в большей части n -области заряд свободных носителей является электронным, его плотность $ej/v_n = en$, дырочный заряд преобладает вблизи $X=0$, его плотность $ej/v_p = ep$. Если малый ток J локализован в плоскости $p^+ - n$ -перехода с характерным масштабом локализации $1/k < W$, то электрическое поле в плоскости $X=0$ формируется не под действием полного заряда основных носителей jeW/v_n , как в плоской задаче, а в основном под действием его части je/kv_n и заряда неосновных носителей ejl/v_p (или под действием части заряда неосновных носителей ej/kv_p , если $1/k < l$). Поскольку плотность заряда неосновных носителей максимальна в плоскости $X=0$, при $1/k \leq l$ и $v_p \leq v_n$, действие заряда неосновных носителей становится преобладающим и поле $E(0)$ возрастает [3]. Хотя для кремниевого $p^+ - n$ -перехода $v_p < v_n$, это требование не является в рассматриваемом здесь механизме необходимым; предполагается только, что насыщенные скорости носителей не различаются более чем в 1.5 раза, что выполняется для большинства известных полупроводников. Механизм неустойчивости качественно объясняется следующим образом при неизменном напряжении на структуре трехмерная флуктуация поля при $1/k \leq l$ положительна вблизи $X=0$ и отрицательна (уменьшает однородное поле

пробоя) в области, где ионизация производится в основном электронами (рис. 1). Поскольку дырочный коэффициент УИ в кремнии растет быстрее с ростом поля, чем падает электронный коэффициент УИ ($\frac{1}{\alpha_p} \frac{d\alpha_p}{dE} > \frac{1}{\alpha_n} \frac{d\alpha_n}{dE}$), такая флуктуация «выгодна», она увеличивает темп ударной ионизации внутри радиуса $r \sim 1/k$, что приводит к еще большей локализации тока. При значительном различии коэффициентов УИ ($\alpha_p \ll \alpha_n$) абсолютная величина трехмерной флуктуации поля вблизи $X=0$ для резкого $p^+ - n$ -перехода будет больше, чем в случае кремниевого $n^+ - p$ -перехода, что также способствует развитию неустойчивости (аналогично тому, как в процессе ударной ионизации в исходно однородном поле, поле повышается в той области, где ионизация происходит в основном носителями с меньшим коэффициентом УИ). ОДС на однородной вольтамперной характеристике (ВАХ), обусловленная значительным различием коэффициентов УИ в кремнии, показана в [4], в данной работе в отличие от [4] рассматривается лавинный пробой с положительной дифференциальной проводимостью на однородной ВАХ ($J \ll evN$). Далее проведено исследование на устойчивость однородного лавинного пробоя резкого асимметричного $p^+ - n$ -перехода.

1. Исследовалась система уравнений, состоящая из уравнения Пуассона

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{e}{\varepsilon} (n - p - N) \quad (2)$$

и уравнений непрерывности потоков

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_p = \alpha_p p v_p + \alpha_n n v_n = \operatorname{div} \mathbf{j}_n + \frac{\partial n}{\partial t}, \quad (3)$$

где n, p — концентрации электронов и дырок, $\mathbf{j}_n = v_n n$, $\mathbf{j}_p = v_p p$ — их потоки, v_n ,

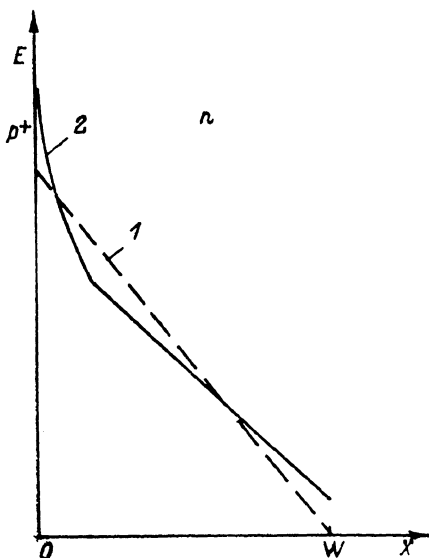


Рис. 1. Изменение исходного поля пробоя $p^+ - n$ -перехода зарядом малой трехмерной флуктуации.

1 — E_0 , 2 — E_k .

v_p — насыщенные скорости, $\alpha_{n, p} = \alpha_{n, p}(|E|)$. Одномерное стационарное решение этих уравнений в дрейфовом приближении обозначается индексом 0, уравнение (3) для стационарного одномерного случая можно переписать:

$$\frac{d}{dx} (v_n n_0 - v_p p_0) = 2\alpha_p(E_0) v_p p_0 + 2\alpha_n(E_0) v_n n_0, \quad (4)$$

$$J = e(v_n n_0 + v_p p_0) = \text{const.}$$

Обозначим $\zeta(\xi) = e(v_n n_0 - v_p p_0)$, $\xi = x\alpha_M$, $\alpha_M = \alpha_n^0(0) = \alpha_n[E_0(0)]$, $\beta_{n, p} = \alpha_{n, p}(E_0)/\alpha_M$. Тогда получим уравнение для $\zeta(\xi)$

$$d\zeta(\xi)/d\xi = (\beta_n - \beta_p)\zeta + \beta_n + \beta_p \quad (5)$$

с граничными условиями $\zeta(0) = -1$, $\zeta(\xi_k) = 1$, где $\xi_k \ll W\alpha_M$. Решение (5) есть

$$\zeta(\xi) = \exp \left[\int_0^\xi (\beta_n - \beta_p) d\xi' \right] \left\{ \int_0^\xi (\beta_n + \beta_p) d\xi' \exp \left[- \int_0^{\xi'} (\beta_n - \beta_p) d\xi'' \right] - 1 \right\}. \quad (6)$$

Малые нестационарные трехмерные отклонения от стационарного одномерного распределения обозначаются нижним индексом 1:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1, \quad |\mathbf{E}_1| \ll \mathbf{E}_0. \quad (7)$$

Считая $|\mathbf{E}_1|$ величиной первого порядка малости, выписывая в уравнениях (2), (3) разложение по малой величине с точностью до первого порядка малости и используя

$$|\mathbf{E}| = \sqrt{E_0 + E_{1x}^2 + E_{1\perp}^2} \approx (E_0 + E_{1x}) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{E_{1\perp}}{E_0 + E_{1x}} \right)^2 \right] \approx E_0 + E_{1x} = E_x, \quad (8)$$

получим систему уравнений для малых трехмерных флуктуаций

$$\operatorname{div} \mathbf{E}_1 = \frac{e}{\varepsilon} (n_1 - p_1), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{j}_{1n} + \frac{\partial n_1}{\partial t} &= \alpha_p (E_0) v_p p_1 + \alpha_n (E_0) v_n n_1 + \\ &+ \frac{d\alpha_p}{dE_0} E_{1x} p_0 v_p + \frac{d\alpha_n}{dE_0} E_{1x} n_0 v_n = \operatorname{div} \mathbf{j}_{1p} + \frac{\partial p_1}{\partial t}, \end{aligned} \quad (10)$$

далее используем аппроксимацию $\alpha_{n,p}(E) = \alpha_{\infty n,p} \exp(-B_{n,p}/E)$. При записи трехмерных потоков диффузия вдоль электрического поля не учитывается, как и в одномерном случае. Считаем что, поскольку поля $\sim 10^5$ В/см и скорости велики, диффузионным вкладом в продольный поток можно пренебречь наряду с дрейфовым. Поперечная диффузия учитывалась, она может гасить мелкомасштабные поперечные флуктуации. Учитывая, что из (8)

$$\frac{v_{n,px}}{v_{n,p}} = \frac{E_x}{|\mathbf{E}|} \approx 1, \quad \frac{v_{n,p\perp}}{v_{n,p}} = \frac{E_{1\perp}}{|\mathbf{E}|} \approx \frac{E_{1\perp}}{E_0},$$

запишем флуктуационные потоки

$$\mathbf{j}_{n_1} = v_n n_0 \frac{E_{1\perp}}{E_0} + v_n n_1 \frac{E_0}{E_0} - D_{n\perp} \frac{dn_1}{d\mathbf{r}_\perp}, \quad (11)$$

$$\mathbf{j}_{p_1} = -v_p p_0 \frac{E_{1\perp}}{E_0} - v_p p_1 \frac{E_0}{E_0} - D_{p\perp} \frac{dp_1}{d\mathbf{r}_\perp}. \quad (12)$$

Подставляя (11), (12) в (10) и вводя безразмерные переменные

$$\rho = \alpha_M \mathbf{r}_\perp, \quad \mathbf{v} = k/\alpha_M, \quad \sigma = (v_p - v_n)/(v_p + v_n), \quad \tau = v \alpha_M t,$$

где $2/v = (v_n + v_p)/v_n v_p$, переменные размерности потенциала

$$\psi = \frac{e}{\varepsilon} \frac{(n_1 - p_1)}{\alpha_M^2}, \quad E_1 = -\frac{\partial V}{\partial \mathbf{r}}, \quad \Phi = \frac{e}{\varepsilon} \frac{n_1 v_n + p_1 v_p}{v \alpha_M^2}$$

и записывая V, ψ, Φ в виде $V(\mathbf{r}, t) = V_\nu(\xi) \exp(i\mathbf{v}\rho - \chi_\nu \tau)$, где χ_ν — безразмерный декремент затухания флуктуации с волновым вектором ν , можно получить из (9), (10) систему уравнений

$$\frac{d\Phi_\nu}{d\xi} = -v^2 V_\nu \lambda(\xi) + \gamma_\nu^* \psi_\nu - \vartheta_2 (1 - \sigma^2) v^2 \Phi_\nu, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\psi_\nu}{d\xi} &= -v^2 V_\nu \lambda(\xi) (\zeta + \sigma) + \psi_\nu (\hat{\beta}_n - \hat{\beta}_p) - \lambda(\xi) \frac{dV_\nu}{d\xi} \left[\hat{\beta}_n \frac{B_n}{E_0} (1 + \zeta) + \frac{B_p}{E_0} (1 - \zeta) \hat{\beta}_p \right] + \\ &+ 2\sigma \psi_\nu \gamma_\nu^* + \Phi_\nu (1 - \sigma^2) \gamma_\nu^* - \vartheta_2 (1 - \sigma^2) v^2 \psi_\nu + \Phi_\nu [\hat{\beta}_p (1 + \sigma) + \hat{\beta}_n (1 - \sigma)], \end{aligned} \quad (14)$$

$$\frac{d^2 V_\nu}{d\xi^2} - v^2 V_\nu = -\psi_\nu, \quad (15)$$

где

$$\gamma_\nu^* = \gamma_\nu - \vartheta_1 v^2 - \vartheta_2 v^2 \sigma, \quad \vartheta_1 = \frac{D_p + D_n}{2} \frac{\alpha_M}{v}, \quad \vartheta_2 = \frac{D_n - D_p}{2} \frac{\alpha_M}{v},$$

$$\lambda(\xi) = J[\varepsilon v \alpha_M E_0(\xi)]^{-1}, \quad \lambda_0 = J[\varepsilon v \alpha_M E_0(0)]^{-1}.$$

Если уравнение (13), умноженное на $\zeta + \varepsilon$, вычесть из уравнения (14) и ввести функцию $\varphi_v = \psi_v - (\zeta + \varepsilon)\Phi_v$, то вместо уравнения (14) получим

$$\frac{d\varphi_v}{d\xi} = \varphi_v(\beta_n - \beta_p) - \frac{\lambda(\xi)}{E_0(\xi)} \frac{dV_v}{d\xi} [\beta_n B_n(1 + \zeta) + \beta_p B_p(1 - \zeta)] - (\zeta - \sigma) \chi_v^* \varepsilon_v - \vartheta_2 v^2 (1 - \sigma^2) \varphi_v + (1 - \zeta^2) \Phi_v \chi_v^* \quad (16)$$

Уравнения (13), (15), (16) должны решаться с граничными условиями $\varphi_v(0) = \varphi_v(\xi_k) = 0$ [это следует из условий $p_1(\xi_k) = n_1(0) = 0$] и $V_v(0) = V_v(\xi_k) = 0$ (условие постоянства напряжения на $p^+ - n$ -переходе). Уравнение (16) можно переписать в виде

$$\frac{d\varphi_v}{d\xi} - \varepsilon_v [\beta_n - \beta_p - (\zeta - \sigma) \chi_v^* - \vartheta_2 v^2 (1 - \sigma^2)] = (1 - \zeta^2) \Phi_v \chi_v^* - \frac{\lambda(\xi)}{E_0(\xi)} \frac{dV_v}{d\xi} [\beta_n B_n(1 + \zeta) + \beta_p B_p(1 - \zeta)], \quad (16')$$

откуда

$$\begin{aligned} \varphi_v = \exp \int_0^{\xi} [\beta_n - \beta_p - (\zeta - \sigma) \chi_v^* - \vartheta_2 v^2 (1 - \sigma^2)] d\xi' \times \\ \times \left\{ \int_0^{\xi} \left[(1 - \zeta^2) \Phi_v \chi_v^* - \lambda(\xi') \frac{dV_v}{d\xi'} \frac{\beta_n B_n(1 + \zeta) + \beta_p B_p(1 - \zeta)}{E_0(\xi')} \right] d\xi' \times \right. \\ \left. \times \exp \left\{ - \int_0^{\xi'} [\beta_n - \beta_p - (\zeta - \sigma) \chi_v^* - \vartheta_2 v^2 (1 - \sigma^2)] d\xi'' \right\} + C \right\}. \quad (17) \end{aligned}$$

Из $\varphi_v(0) = 0$, $\varphi_v(\xi_k) = 0$ получим трансцендентное уравнение для χ_v^* :

$$\begin{aligned} \int_0^{\xi_k} \frac{\lambda(\xi)}{E_0(\xi)} \frac{dV_v}{d\xi} [\beta_n B_n(1 + \zeta) + \beta_p B_p(1 - \zeta)] \times \\ \times \exp \left\{ - \int_0^{\xi} [\beta_n - \beta_p - (\zeta - \sigma) \chi_v^* - \vartheta_2 v^2 (1 - \sigma^2)] d\xi' \right\} d\xi \\ \chi_v^* = \frac{\int_0^{\xi_k} \frac{\lambda(\xi)}{E_0(\xi)} \frac{dV_v}{d\xi} [\beta_n B_n(1 + \zeta) + \beta_p B_p(1 - \zeta)] \times \exp \left\{ - \int_0^{\xi} [\beta_n - \beta_p - (\zeta - \sigma) \chi_v^* - \vartheta_2 v^2 (1 - \sigma^2)] d\xi' \right\} d\xi}{\int_0^{\xi_k} (1 - \zeta^2) \Phi_v \exp \left\{ - \int_0^{\xi} [\beta_n - \beta_p - (\zeta - \sigma) \chi_v^* - \vartheta_2 v^2 (1 - \sigma^2)] d\xi' \right\} d\xi}. \quad (18) \end{aligned}$$

Оценим величину нормирующего тока в безразмерном параметре λ_0 для $p^+ - n$ -перехода с $N = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $E_0(0) = 2.2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, $\alpha_M = 2.61 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, $J^* = e v \alpha_M E_0(0) = 5.168 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$, $e v N = 2.16 \cdot 10^2$, поэтому при $J \ll e v N$ выполняется $J \ll J^*$ и $\lambda_0 \ll 1$. Из (18) следует, что при наличии трехмерной флуктуации $\Phi_v \neq 0$, χ_v^* есть величина не менее чем первого порядка малости по λ_0 . В экспоненте в выражении (18), а также в уравнениях (13), (16) входит еще одна малая величина $\vartheta_2 v^2 (1 - \sigma^2)$. Для $N = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $(D_n - D_p)/2 \approx 20 \text{ см}^2/\text{с}$, $\vartheta_2 = 5 \cdot 10^{-3}$, для $v \ll 1$ величина $\vartheta_2 v^2 (1 - \sigma^2) \ll 5 \cdot 10^{-3}$, $\beta_n(0) = 1$, $\beta_p(0) = 1/17$, и в большей части слоя умножения выполняется условие $\vartheta_2 v^2 (1 - \sigma^2) \ll \beta_p$, величину $\vartheta_2 v^2 (1 - \sigma^2)$ можно считать параметром малости в уравнениях (12), (15).

Кроме того, $\int_0^{\xi} \vartheta_2 v^2 (1 - \sigma^2) d\xi' \ll 1$ внутри слоя умножения, что может быть

проверено задним числом.

Сделаем разложение

$$\chi_v^* = \lambda_0 \chi_v^{*(1)} + \frac{\lambda_0^2}{2} \chi_v^{*(2)} + \dots$$

$$\Phi_v = \Phi_v^{(0)} + \lambda_0 \Phi_v^{(1)} + \frac{\lambda_0^2}{2} \Phi_v^{(2)} + \dots,$$

$$\varphi_v = \varphi_v^{(0)} + \lambda_0 \varphi_v^{(1)} + \frac{\lambda_0^2}{2} \varphi_v^{(2)} + \dots,$$

$$V_v = V_v^{(0)} + \lambda_0 V_v^{(1)} + \frac{\lambda_0^2}{2} V_v^{(2)} + \dots$$

и оставив в уравнениях нулевой порядок по λ_0 и $\partial_2 v^2 (1 - \sigma^2)$, а в выражении (17) — первый порядок по λ_0 и нулевой по $\partial_2 v^2 (1 - \sigma^2)$, получим

$$\frac{d\Phi_v^{(0)}}{d\xi} = 0, \quad (19)$$

$$\frac{d\varphi_v^{(0)}}{d\xi} = \varphi_v^{(0)} (\beta_n - \beta_p), \quad (20)$$

$$\frac{d^2 V_v^{(0)}}{d\xi^2} - v^2 V_v^{(0)} = -\varphi_v^{(0)} - (\zeta + \sigma) \Phi_v^{(0)}, \quad (21)$$

$$\chi_v^{*(1)} = \frac{\int_0^{\xi_k} \frac{dV_v \beta_n B_n (1 + \zeta) + \beta_p B_p (1 - \zeta)}{E_0^2(\xi)} E_0(0) \exp \left[- \int_0^{\xi} (\beta_n - \beta_p) d\xi' \right] d\xi}{\int_0^{\xi_k} (1 - \zeta^2) \Phi_v^{(0)} \exp \left[- \int_0^{\xi} (\beta_n - \beta_p) d\xi' \right] d\xi}. \quad (22)$$

Из уравнения (20) и граничных условий $\varphi_v^{(0)}(0) = \varphi_v^{(0)}(\xi_k) = 0$ следует $\varphi_v^{(0)} \equiv 0$, таким образом, решение уравнения (18) $\Phi_v^{(0)} = \text{const}$ входит множителем в решение (21), и величина $\chi_v^{*(1)}$ не зависит от $\Phi_v^{(0)}$, положим $\Phi_v^{(0)} = 1$. Для вычисления выражения (22) необходимо решить уравнение

$$\frac{d^2 V_v^{(0)}}{d\xi^2} - v^2 V_v^{(0)} = -(\zeta + \sigma), \quad (23)$$

где ζ определена выражением (6). При $J \ll evN$ одномерный стационарный ток пробоя мало влияет на распределение поля, создаваемое донорами в n -слое, и можно использовать коэффициенты УИ $\beta_{n,p}(E_0)$, где $E_0 = E(0) - \frac{e}{\varepsilon} NX$. Для случая $\alpha_n \neq \alpha_p$, $B_n \neq B_p$ нельзя получить простую аналитическую зависимость $\chi^*(v)$, поэтому уравнения (23), (5) интегрировались на ЭВМ для нахождения численных значений χ_v^* .

2. Сначала решалась краевая задача для уравнения (5), уравнение интегрировалось по пробной траектории $\varepsilon_0 - k_1 \xi$, где $\varepsilon_0 = E(0)/E^*$, $k_1 = Ne/\varepsilon E^* \alpha_n$, до точки ξ_0 , такой, в которой $E = 1 \cdot 10^4$ В/см, и ударной ионизацией можно пренебречь. Условие $\zeta(\xi_0) = 1$ удовлетворялось варьированием величины ε_0 , α_n и E^* — нормировочные константы, для удобства брали $E^* = 10^5$ В/см и $\alpha_n = 10^4$ см⁻¹. После нахождения величины ε_0 решалась краевая задача для уравнения (23) с известной правой частью и граничными условиями $V_v(0) = V_v(\xi_k) = 0$. Как уже пояснялось во *Введении*, поле трехмерной флуктуации вблизи $X=0$ (а именно эта область дает основной вклад при вычислении χ_v^*) слабо зависит от полей и зарядов в окрестности $X=W$, $1/k \ll W$, поэтому не требуется точного выполнения граничного условия при $\xi_k = W/\alpha_n$, достаточно положить $\xi_k = \xi_0$. Условие $V_v(\xi_0) = 0$ удовлетворялось варьированием величины $dV_v(0)/d\xi$. После нахождения зависимости $dV_v(\xi)/d\xi$ вычислялось значение $\chi_v^{*(1)}$ по формуле (22). Для реального $p^+ - n$ -перехода с $N = 1.5 \cdot 10^{14}$ см⁻³ получены следующие значения: $E(0) = 2.2 \cdot 10^5$ В/см, $\alpha_n(0) = 2.61 \cdot 10^3$ см⁻¹, $\alpha_p(0) = 1.51 \cdot 10^2$ см⁻¹, $\alpha_n(0)/\alpha_p(0) = 17.28$, $J^* = 5.17 \cdot 10^3$ А/см² при $evN \sim 240$ А/см². Из выражения $\lambda_0 \chi_v^{*(1)} = \lambda_0 \chi_v^{(1)} - v^2 (\partial_1 + \partial_2 \sigma)$ следует, что пороговое значение v , при котором $\chi_v^{(1)}$ проходит через нуль, определяется формулой

$$-\chi_v^{*(1)} = \frac{v^2}{\lambda_0} (\partial_1 + \partial_2 \sigma), \quad (24)$$

где

$$\vartheta_1 + \vartheta_2 \sigma = \frac{\alpha_n(0)}{\nu} \left[D_n \frac{1+\sigma}{2} + D_p \frac{1-\sigma}{2} \right] = \frac{\alpha_n(0)}{2\nu} (D_n \cdot 0.89 + D_p \cdot 1.11).$$

Обозначим $D_{эфф} = (D_n \cdot 0.89 + D_p \cdot 1.11)/2$. В работе [5] приводятся данные для коэффициентов диффузии в кремнии при полях $E \sim 10^6$ В/см: $D_{1p} \approx 3$, $D_{1n} \approx 8$ см²/с. Поперечные коэффициенты диффузии превышают продольные не более чем в 3 раза [6]. Примем для оценки порогового тока неустойчивости $D_{1p} \sim 9$, $D_{1n} \sim 24$ см²/с (в работе [7] приводится экспериментальный коэффициент диффузии в кремнии для полей $E \geq 10^4$ В/см — $D_{1n} = 22$ см²/с), тогда $D_{эфф} \approx 15.7$ см²/с.

На рис. 2 представлен график величины $-\chi_v^{*(1)}$, полученный численным счетом при разных значениях $\nu = k/\alpha_n(0)$, и параболы $k^2(\vartheta_1 + \vartheta_2\delta)/\alpha_n^2(0)\lambda_0$ при различных значениях плотности тока. При плотности тока $J_{пор} \approx 30$ А/см² для

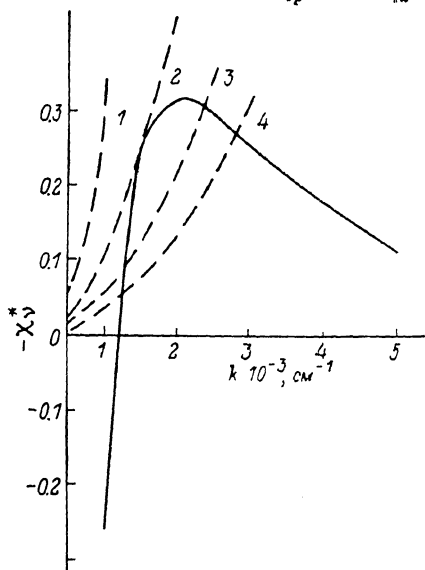


Рис. 2. Графики численных значений $-\chi_v^{*(1)}$ при различных величинах волнового вектора $k = \nu \alpha_n(0)$ (сплошная кривая) и параболы $k^2(\vartheta_1 + \vartheta_2\delta)/\alpha_n^2(0)\lambda_0$ (штриховые).

$N = 1.5 \cdot 10^{14}$ см⁻³ имеется всего одно значение $k = 1.5 \cdot 10^3$ см⁻¹, при котором выполняется (24), и декремент $\chi_v^{*(1)}$ обращается в нуль. При больших значениях плотности тока имеется интервал значений k , внутри которого $\chi_v^{*(1)} < 0$ и фурье-компоненты флуктуации будут нарастать во времени. Для сравнения рассчитывалась на ЭВМ ВАХ $p^+ - n - n^+$ -структуры с резким $p^+ - n$ -переходом при развитом пробое с однородной по сечению плотности тока. При $N = 1.5 \times 10^{14}$ см⁻³ и длине n -базы 200 мкм получено значение плотности тока, выше которой ВАХ имеет отрицательный наклон, $J_{кр} = 420$ А/см², что в 14 раз выше порогового тока предлагаемой неустойчивости. Для $N = 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³ $J_{пор} \approx 170$ А/см² при $J_{кр} = 800$ А/см² и $e\nu N \approx 480$ А/см², при этом выполняется уже только слабое неравенство $J_{пор} < e\nu N$, $p^+ - n$ -переходы с концентрациями $N > 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³ не могут быть рассмотрены в рамках принятых в работе приближений.

В заключение автор выражает благодарность Э. С. Грибникову за обсуждение работы и ценное замечание о выборе концентраций в n -слое.

Список литературы

- [1] Van Overstraeten R., De Man H. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. N 5. P. 583—608.
- [2] Grant W. N. // Sol. St. Electron. 1973. V. 16. N 10. P. 1189—1203.
- [3] Грибников Э. С. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 11. С. 2111—2117.
- [4] Конакова Р. В., Мельникова Ю. С., Моздор Е. В., Файнберг В. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1754—1758.
- [5] Jacoboni C., Reggiani L. // Rev. Mod. Phys. 1983. V. 55. N 3. P. 645—705.
- [6] Барейкис В., Матуленис А., Пожела Ю. Диффузия горячих электронов. Вильнюс, 1981. 212 с.
- [7] Persky G., Bartelink D. J. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 11. P. 4414—4421.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 29.03.1989
Принята к печати 31.07.1989