

СПОНТАННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ В ИДЕАЛЬНО ОДНОРОДНЫХ p - n -СТРУКТУРАХ

Гафийчук В. В., Дацко Б. И., Кернер Б. С., Осипов В. В.

Теоретически изучено расслоение однородного распределения плотности тока при лавинном пробое p - n -перехода. Показано, что расслоение плотности тока происходит при положительном дифференциальном сопротивлении структуры и приводит к образованию неоднородных по площади p - n -перехода распределений плотности лавинного тока в виде областей размером ~ 1 мкм, в которых плотность тока в десятки раз превышает значение j_h для однородного пробоя; вне этих областей плотность тока, напротив, в десятки раз меньше j_h . Изучена кинетика образования локальных областей ударной ионизации. Установлено, что образование таких локальных областей высокого значения плотности лавинного тока в отличие от шунтирования тока практически не сказывается на виде вольтамперной характеристики структуры. Изучена эволюция локальных областей высокой ударной ионизации при изменении полного тока структуры.

На основе полученных результатов дано объяснение экспериментальных результатов расслоения плотности лавинного тока, наблюдаемого в диодах на основе α -SiC.

Введение. При лавинном пробое p - n -переходов уже при малых плотностях лавинного тока j обычно наблюдается образование микроплазм в виде областей размером ~ 1 мкм очень высокой плотности лавинного тока [1]. В нашей предыдущей работе [2] развита теория микроплазм, возникающих в p - i - n -структурах. В [2] существование микроплазм объяснено растеканием тока по квазинейтральным областям p - n -перехода и возрастающей зависимостью коэффициента лавинного умножения M от концентрации свободных носителей n в i -области p - i - n -структуры. Зависимость $M(n)$ связана с перераспределением электрического поля в i -области с ростом концентрации носителей, образующихся в процессе ударной ионизации [3]. В [2] было показано, что микроплазму можно возбудить внешним кратковременным локальным возмущением в идеально однородных по площади p - i - n -структурах. При этом неоднородности, всегда присутствующие в реальных p - n -переходах, играют роль зародышей, приводящих к спонтанному образованию микроплазм.¹ С общей же точки зрения микроплазмы представляют собой пучковые автосолитоны — сильно неравновесные области, возникающие в слабо неравновесных системах [4]. В данном случае микроплазмы (автосолитоны) возникают при очень малых токах и представляют собой области размером 1 мкм, в которых коэффициент умножения лавинного тока $M \sim 10^7$ — 10^9 . Как показано в [2], такая ситуация реализуется в p - i - n -структурах или в p - n -переходах с достаточно широкой областью пространственного заряда (ОПЗ) на основе широкозонных полупроводников (GaAs, Si), точнее, в p - n -переходах, в которых чрезвычайно мала плотность обратного тока j_r при смещениях p - n -перехода, меньших напряжения лавинного пробоя.

В данной работе показано, что иная ситуация реализуется в p - i - n - и p - n -структурах на основе узкозонных или сильно легированных полупро-

¹ Этот эффект напоминает образование зародышей второй фазы при фазовом переходе I рода.

водников, в которых плотность обратного тока j_p велика за счет тепловой или туннельной генерации носителей. С ростом величины j_p диапазон значений лавинного тока через $p-n$ -переход, где существуют микроплазмы, сужается. При этом уменьшается отношение плотности лавинного тока в микроплазме и вне ее. В $p-n$ -переходах, где величина j_p достаточно велика, микроплазмы (в обычном понимании этого термина [1]) практически не реализуются. При этом, однако, однородное распределение плотности лавинного тока $j = Mj_p$ уже при небольших значениях коэффициента умножения обратного тока (при $M \sim 10-10^3$) расслаивается. Иными словами, при больших значениях j_p однородная картина лавинного пробоя сменяется на резко неоднородную, представляющую собой области высокой плотности лавинного тока размером порядка микроплазмы, расположенные друг от друга на расстояниях, превышающих несколько микрометров. Такого рода эффект расслоения лавинного тока был изучен при экспериментальном исследовании α -SiC $p-n$ -переходов, в которых наблюдалась смена однородной картины люминесценции в плоскости $p-n$ -перехода на резко неоднородную [5]. Расслоение лавинного тока, как и образование микроплазм, связано с сильным растеканием тока в квазинейтральных областях $p-n$ -перехода и со слабо возрастающей зависимостью $M(n)^2$ [5]. При больших плотностях лавинного тока такая зависимость $M(n)$ может определяться не только перераспределением электрического поля в области пространственного заряда (ОПЗ) $p-n$ -перехода, но и возрастанием роли межэлектронных соударений на ударную ионизацию с ростом концентрации носителей.

В данной работе с помощью численного моделирования исследуется кинетика расслоения лавинного тока и изучается эволюция образующихся локальных областей сильной ударной ионизации при изменении полного тока через $p-n$ -переход.

1. Основные уравнения

Распределение концентрации электронов и дырок в ОПЗ $p-n$ -перехода описывается уравнениями

$$\partial n / \partial t = e^{-1} \operatorname{div} j_e + \alpha_e |v_e| n + \alpha_h |v_h| p + g_t + g_R, \quad (1)$$

$$\partial p / \partial t = -e^{-1} \operatorname{div} j_h + \alpha_h |v_h| p + \alpha_e |v_e| n + g_t + g_R, \quad (2)$$

где

$$j_e = -en v_e + e D_e \nabla n, \quad j_h = ep v_h - e D_h \nabla p \quad (3)$$

— электронная и дырочная составляющие плотности тока $j = j_e + j_h$; n , p ; α_e , α_h ; v_e , v_h ; D_e , D_h — концентрации, коэффициенты ударной ионизации, дрейфовые скорости и коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно; $g_t(V_i)$, g_R — скорости туннельной и тепловой локальной генерации носителей в ОПЗ; V_i — падение напряжения на ОПЗ $p-n$ -перехода. При записи (1), (2) учтено, что времена пролета носителей тока в ОПЗ $\tau_e = w / |v_e|$ и $\tau_h = w / |v_h|$ обычно на много порядков меньше времени их рекомбинации; w — толщина ОПЗ (рис. 1, а). Для простоты будем считать параметры электронов и дырок одинаковыми, т. е. $D_h = D_e = D$, $\alpha_n = \alpha_h = \alpha$, $\tau_e = \tau_h = \tau$, $|v_e| = |v_h| = v = \text{const}$, $j = ev(n+p) = e\bar{n}v$. Усредняя (1), (2) по толщине ОПЗ (оси z , рис. 1, а) и учитывая то, что плотность тока j вдоль оси z в ОПЗ не меняется, получим уравнение для средней по толщине ОПЗ концентрации подвижных носителей \bar{n}

$$\partial \bar{n} / \partial t = D \Delta_{\perp} \bar{n} + 2 [\bar{n} v_i(\bar{n}, V_i) - \bar{n} / \tau_n + G]. \quad (4)$$

В (4) $G = G_t(V_i) + G_R + G_i$; $G_t = w^{-1} \int_0^w g_t dz$; $G_R = w^{-1} \int_0^w g_R dz$; $G_i = j_i / we$; j_i — плотность темнового тока носителей из квазинейтральных n - и p -областей;

$$v_i(\bar{n}, V_i) = \tau_n^{-1} \int_0^w \alpha dz \quad (5)$$

² Другой механизм расслоения лавинного тока, реализующийся в резко асимметричных $p-n$ -переходах (барьерах Шоттки), рассмотрен Грибниковым [6].

— средняя по толщине ОПЗ скорость ударной ионизации носителей, которая связана с коэффициентом умножения носителей соотношением $M=(1-\nu_i\tau_n)^{-1}$, где $M=j|j_s$; $\Delta_{\perp}=\partial^2/\partial x^2+\partial^2/\partial y^2$.

Растекание тока в квазинейтральных областях p - n -структуры описывается уравнением непрерывности полного тока

$$C\partial V_i/\partial t = \text{div } j, \quad (6)$$

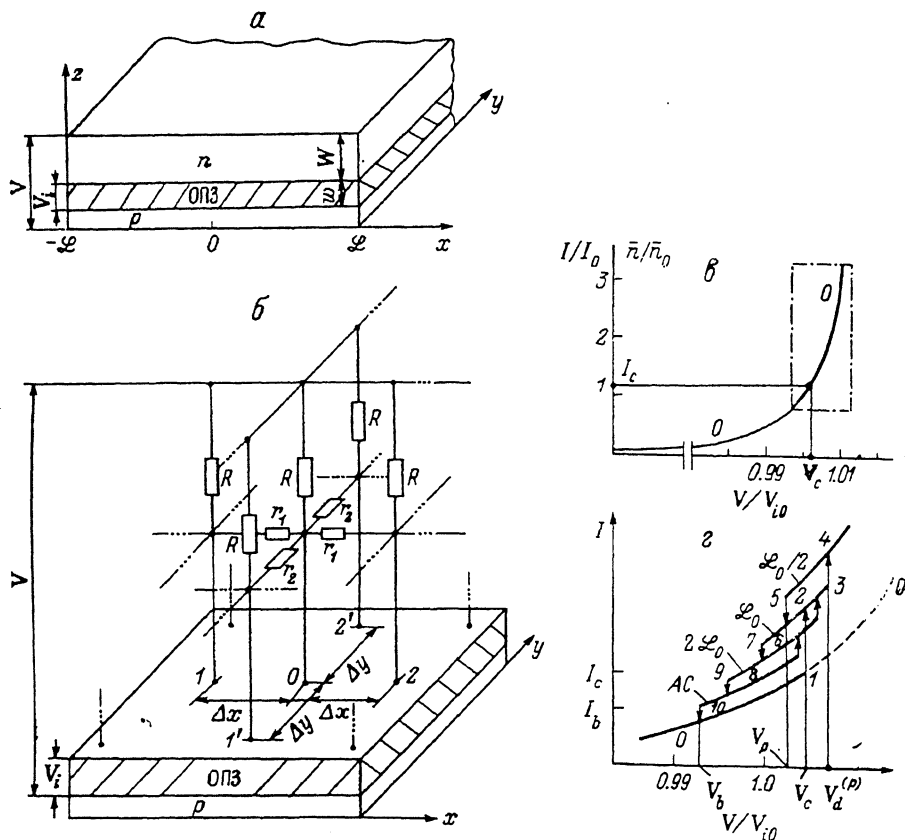


Рис. 1. Структура (а), фрагмент ее эквивалентной схемы (б) и вид вольтамперной характеристики (ВАХ) p - n -перехода (в).

На z схематически (без соблюдения масштаба по оси ординат) показан жирный участок ВАХ (см. в), на котором в масштабе z сливаются участки ВАХ, отвечающие однородному (0-0) и неоднородному распределению плотности тока (на z кривые AC, $2\mathcal{E}_0$, \mathcal{E}_0 , $\mathcal{E}_0/2$ отвечают соответственно автосолитону и стратам периода $\mathcal{E}_p=2\mathcal{E}_0$, \mathcal{E}_0 , $\mathcal{E}_0/2$). Максимальная величина скачков тока на z не превышает $5 \cdot 10^{-2} I/I_0$. Штрихами на z показан участок кривой 0-0, где однородное распределение тока неустойчиво. в, z — результаты численного решения задачи (9)–(11) с учетом (12) при параметрах $\tau=2 \cdot 10^{-11}$ с, $\tau_V=3 \cdot 10^{-10}$ с, $a=0.8$, $b=0.1$, $c=-1$, $l=4 \cdot 10^{-8}$ см, $\epsilon=l/L=1.5 \cdot 10^{-2}$, $\beta_T(V_{i0})=0.1$, $\beta=3 \cdot 10^2$, $V_{i0}=50$ В, $j_0=20$ А/см 2 , $\mathcal{E}=2L$.

где C — емкость единицы площади структуры. Для определенности будем полагать, что n -область p - n -перехода структуры (рис. 1, а) наиболее «толстая» и «высокоомная», точнее, $\rho=W/\sigma \gg \rho_p=W_p/\sigma_p$, где σ , σ_p и W , W_p — проводимости и толщины n - и p -областей соответственно. В этом случае можно пренебречь падением напряжения на квазинейтральной p -области и считать, что распределение по площади p - n -перехода падения напряжения на ОПЗ $V_i(x, y)$ определяется лишь растеканием тока по квазинейтральной n -области p - n -структуры. Приведем вывод упрощенного, точнее, не зависящего от координаты z (рис. 1, а) уравнения, описывающего распределение напряжения $V_i(x, y)$. Следуя работам [7, 8], представим квазинейтральную область p - n -перехода (рис. 1, а) в виде эквивалентной схемы, содержащей последовательно и параллельно соединенные пассивные сопротивления. Фрагмент такой схемы, соответствующей малому элементу объема $4\Delta x\Delta yW$ квазинейтральной n -области p - n -перехода, показан на рис. 1, б. В этом фрагменте сопротивления

$r_1 = \Delta x (2\Delta y W \sigma)^{-1}$ и $r_2 = \Delta y (2\Delta x \sigma W)^{-1}$ описывают резистивную связь между элементами n -области площади $4\Delta x \Delta y$, а сопротивление $R = \rho (4\Delta x \Delta y)^{-1}$ учитывает то обстоятельство, что при протекании тока по n -области значение полного падения напряжения на p - n -структуре V оказывается несколько больше, чем величина падения напряжения V_i на ОПЗ p - n -перехода. Как следует из рис. 1, б, уравнение непрерывности полного тока для элемента объема $4\Delta x \Delta y W$ n -области можно записать в виде

$$(j + C \partial V_i / \partial t) 4\Delta x \Delta y - 2\Delta y \sigma W (V_i^{(1)} - 2V_i^{(0)} + V_i^{(2)}) \Delta x^{-1} - 2\Delta x \sigma W (V_i^{(1')} - 2V_i^{(0')} + V_i^{(2')}) \Delta y^{-1} = 4\Delta x \Delta y (V - V_i^{(0)}) \rho^{-1}, \quad (7)$$

где величины $V_i^{(0)}$, $V_i^{(1)}$, $V_i^{(1')}$, $V_i^{(2)}$ и $V_i^{(2')}$ есть значения V_i соответственно в точках 0, 1, 1', 2 и 2' на рис. 1, б. Переходя в (7) к пределу при $\Delta x, \Delta y \rightarrow 0$, получим [5] ³

$$C \partial V_i / \partial t = \sigma \tilde{W} \Delta_{\perp} V_i - j + (V - V_i) / \rho, \quad (8)$$

где $j = e \tilde{n} v$, $\tilde{W} = W / 2$, V — полное падение напряжения на структуре. Таким образом, вид и свойства распределений \tilde{n} и V_i можно найти из анализа уравнений (4), (8), использованных в [5] для объяснения физики расслоения плотности лавинного тока в p - n -переходах.

Уравнения (4), (8) удобно записать в виде

$$\tau \partial \tilde{n} / \partial t = l^2 \Delta_{\perp} \tilde{n} + \tilde{n} v_i (\tilde{n}, V_i) \tau_n - \tilde{n} + \tilde{n}_T (V_i), \quad (9)$$

$$\tau_v \partial V_i / \partial t = L^2 \Delta_{\perp} V_i - \beta \tilde{n} + V - V_i, \quad (10)$$

где \tilde{n} и V_i измеряются соответственно в единицах $\tilde{n} = \tilde{n}_0$ и $V_i = V_{\sigma 0}$, отвечающих значению лавинного тока $I = I_0$, т. е. $j = j_0$, при которых величина $\xi = \xi_0 = -\partial \ln v_i / \partial \ln \tilde{n} = \tilde{n}_T / (n - \tilde{n}_T)$; $\tau = \tau_n / 2$; $l = \sqrt{D \tau}$ — характерная длина изменения концентрации носителей в ОПЗ, а следовательно, и плотности лавинного тока;

$L = \sqrt{\tilde{W} W} = W / \sqrt{2}$ — характерная длина изменения падения напряжения V_i на ОПЗ p - n -перехода; $\beta = e v \rho \tilde{n}_0 V_{\sigma 0}^{-1}$; $\tau_v = \rho C$; $\tilde{n}_T = G \tau_i / \tilde{n}_0$.

Анализ системы уравнений (9), (10) проводился численно для одномерного случая и нейтральных граничных условий на границах образца $x = -\mathcal{L}$ и \mathcal{L} :

$$\partial \tilde{n} / \partial x |_{-\mathcal{L}, \mathcal{L}} = 0, \quad \partial V_i / \partial x |_{-\mathcal{L}, \mathcal{L}} = 0. \quad (11)$$

Подчеркнем, что критическое значение полного тока $I = I_c$, при котором происходит расслоение однородного распределения плотности лавинного тока в p - n -структуре, соответствующее значение полного падения напряжения на p - n -структуре $V = V_c$, а также обсуждаемые далее качественные свойства локальных областей ударной ионизации оказываются мало чувствительными к изменению вида возрастающей функциональной зависимости v_i от \tilde{n} . В численных исследованиях для определенности использовались выражения ⁴

$$\tau_n v_i (\tilde{n}, V_i) = \left[a + b \exp \left(c \left(1 - \frac{1}{\tilde{n}} \right) \right) \right] \exp \left[\frac{\Gamma}{2} \left(1 - \frac{1}{V_i^2} \right) \right], \quad (12)$$

$$\tau_n v_i (\tilde{n}, V_i) = \frac{h (f + g \tilde{n} + e \tilde{n}^2)}{h + (f + g \tilde{n} + e \tilde{n}^2)} \exp \left(\frac{\Gamma}{2} \left(1 - \frac{1}{V_i^2} \right) \right), \quad (13)$$

в которых зависимость v_i от V_i имеет стандартный вид [11], а константы a, b, c в (12) или h, f, g и e в (13) определялись из сравнения численно рассчитанных ВАХ (рис. 1, в), характерных для α -SiC p - n -структур, расслоение лавинного

³ В этом же приближении получены аналогичные уравнения непрерывности тока, использованные при анализе шнурования тока в p - n - p - n -структурах [7], расслоения тока в транзисторных p - n - p -структурах [9] и в других полупроводниковых и газоразрядных структурах [10].

⁴ На рис. 1—4 представлены результаты расчета, выполненные с использованием выражения (12). Использование выражения (13) качественно не меняет результаты; количественные отличия составляют $< 30\%$.

тока в которых экспериментально изучено в [5].⁵ Заметим, что в исследованных в [5] α -SiC p - n -переходах величина плотности обратного тока j_s определяется туннельной генерацией в ОПЗ, т. е. $G=G_t(V_i)=G_{t0} [\exp(-\Delta/V_i^{1/2})]$, где G_{t0} , $\Delta=\text{const}$ [11].

Для определенности эта зависимость $G(V_i)$ использовалась при анализе кинетики расслоения лавинного пробоя (см. раздел 2). Однако в условиях лавинного пробоя величина V_i по площади p - n -перехода изменяется столь слабо (рис. 2, а), что зависимость G от V_i практически не меняет параметры образующихся в результате расслоения областей локальной ударной ионизации [изменение значения максимальной концентрации носителей \bar{n}_{\max} в этих обла-

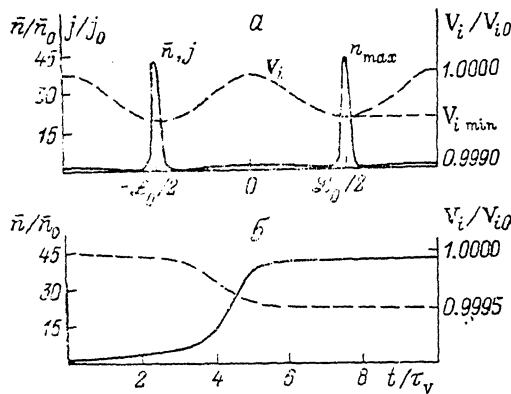


Рис. 2. Кинетика расслоения плотности лавинного тока в p - n -структуре.

а — вид образующихся в результате расслоения страт; б — зависимость от времени величин n , j и V_i в точках $x=L_0/2$. Сплошные кривые отвечают концентрации носителей n и плотности лавинного тока $j=evn$, а штриховые — падению напряжения V_i на области пространственного заряда p - n -перехода. Результаты численного решения задачи (9)–(11) получены с учетом (12) при $V=1,005$ и остальных параметрах, указанных в подписи к рис. 1. Напряжение измеряется в ед. V_{i0} ; $G=G_t(V_i)$, $G_{t0}=1.7 \cdot 10^{40}$, $\Delta=37.2$ [эВ]; $j_s=ev_0G(V_{i0})=2$ А/см².

стях (рис. 2, а) при замене использованной зависимости $G(V_i)$ на $G=\text{const}$ составляет $< 0.01\%$]. Поэтому эволюция таких областей при изменении полного тока исследовалась в разделе 3 для более распространенного случая, когда $G=\text{const}$.

2. Кинетика образования локальных областей ударной ионизации

Численное решение уравнений (9), (10) показало, что в соответствии с [5] однородное распределение лавинного тока расслаивается при положительном дифференциальном сопротивлении структуры (рис. 1, в) за счет нарастания флуктуаций с волновым числом, близким к

$$k = k_0 = (\lambda L)^{-1/2} [\beta \Gamma \bar{n} - \beta (\Gamma + \Gamma^*) \bar{n}_T]^{1/4}. \quad (14)$$

Нарастание такой флуктуации происходит, когда величина $\xi = \partial \ln v_i / \partial \ln \bar{n}$ достигает критического значения ξ_c , определяемого из уравнения

$$\xi_c = l^2/L^2 + 2(l/L) [\beta \Gamma \bar{n} - \beta (\Gamma + \Gamma^*) \bar{n}_T]^{1/2}, \quad (15)$$

где $\Gamma = \partial \ln v_i / \partial \ln V_i$, $\Gamma^* = \partial \ln \bar{n}_T / \partial \ln V_i$. Расслоение лавинного тока возникает при очень малом значении $\xi > \xi_c = 3 \cdot 10^{-4}$, т. е. при слабо возрастающей зависимости v_i от \bar{n} , благодаря тому что величина отношения $\epsilon = l/L$ в реальных p - n -структурах на несколько порядков меньше единицы [5]. Установлено, что в результате расслоения лавинного тока за время порядка τ_v скачкообразно (скачок $1 \rightarrow 2$, рис. 1, в) возникают локальные области сильной ударной ионизации,⁶ которые в одномерном случае для использованных параметров

⁵ Выражаем благодарность В. И. Санкину за предоставление результатов экспериментальных исследований ВАХ α -SiC p - n -переходов.

⁶ Подчеркнем, что численное моделирование кинетики образования и эволюции (при изменении V) локальных областей ударной ионизации в p - n -переходах проводится в данной работе без учета джоулева разогрева решетки полупроводника. Разогрев решетки, как известно, изменяет значение напряжения лавинного пробоя p - n -перехода, поэтому может оказать существенное влияние на свойства возникающих в результате расслоения локальных

p - n -перехода имеют вид узких страт периода $\mathcal{L}_p = \mathcal{L}_0 = 2\pi k_0^{-1}$ (рис. 2, а). При этом значение плотности тока между стратами намного меньше, чем для однородного случая. Поэтому такие области локальной ударной ионизации проявляются в эксперименте [5] в виде ярко светящихся точек на темном фоне. Несмотря на то что страты имеют очень большую амплитуду, их спонтанное образование сопровождается ничтожно малым скачком полного тока I (скачок $1 \rightarrow 2$, рис. 1, в), в численных экспериментах примерно равным 0.01 %. Отметим, что участки ВАХ, отвечающие различным распределениям плотности тока $j(x)$ в p - n -структуре, в масштабе рис. 1, в сливаются. Поэтому на рис. 1, в скачки тока между этими участками ВАХ (кривыми $\mathcal{L}_0/2$, \mathcal{L}_0 , $2\mathcal{L}_0$, АС, $0-0$) показаны схематически без соблюдения масштаба по оси ординат.

Такие малые скачки полного тока I трудно измерить, поэтому в эксперименте [5] при расслоении однородного пробоя они не были обнаружены. Малую величину скачка полного тока при образовании областей сильной ударной ионизации можно объяснить, анализируя уравнение (10) для стационарного случая. Интегрируя это уравнение по площади p - n -структуры с учетом граничных условий (11), получим

$$I = (Sev/\mathcal{L}_p) \int_0^{\mathcal{L}_p} \bar{n}(x) dx = S(V - \langle V_i \rangle) \rho^{-1}, \quad (16)$$

где $S = 2\mathcal{L}\mathcal{L}_y$ — площадь p - n -перехода, \mathcal{L}_p — период страт, $\langle V_i \rangle = \int_0^{\mathcal{L}_p} V_i(x) dx$.

Несмотря на сильное изменение концентрации носителей $\bar{n}(x)$ в стратах, падение напряжения на ОПЗ p - n -перехода $V_i(x)$ изменяется чрезвычайно мало (рис. 2, а). Последнее связано с сильной зависимостью v_i от V_i , а также с большой величиной $L \sim W$ — характерной длиной изменения V_i по площади p - n -перехода, т. е. с малостью отношения $\varepsilon = l/L \ll 1$. Поэтому даже минимальное значение $V_i = V_{i \min}$ в центре страт (рис. 2, а) только в четвертом знаке отличается от величины $V_i = V_{ih}$ для однородного распределения плотности лавинного тока $j = j_h$ для той же величины полного тока I . Поэтому, согласно (16), с большой точностью величина $\langle V_i \rangle = V_{ih}$, т. е. ВАХ p - n -перехода при однородном и сильно неоднородном распределении плотности тока практически совпадают (см. жирный участок кривой при $I > I_c$ на рис. 1, в).

3. Эволюция локальных областей ударной ионизации при изменении падения напряжения на структуре

3.1. При увеличении полного падения напряжения на структуре V возрастают значения концентрации носителей тока в центре страт $\bar{n}_{\max}(j_{\max})$ и падения напряжения на ОПЗ p - n -перехода между стратами $V_i = V_{i \max}$ (рис. 3, а; $t = t_1$). При некотором значении $V = V_d^{(p)}$ величина напряжения $V_i = V_{i \max}$ между стратами достигает характерного значения $V_i = V_{i0}$, отвечающего условию $\xi = \xi_0 = \bar{n}_T / (\bar{n}_0 - \bar{n}_T)$. При $V > V_d^{(p)}$ происходит локальный пробой между стратами [12], т. е. лавинообразное нарастание концентрации носителей между стратами. Кинетика процесса локального пробоя показана на рис. 3, а. В результате число страт в образце скачкообразно (скачок 3 \rightarrow 4, рис. 1, в) удваивается, соответственно период страт уменьшается вдвое: $\mathcal{L}_p = \mathcal{L}_0/2$ (рис. 3, а).

Для пояснения физики локального пробоя и эффекта удвоения числа областей сильной локальной ударной ионизации в p - n -переходе (рис. 3, а) рас-

областей ударной ионизации. В тех случаях, когда при лавинном пробое происходит сильный Джоулев разогрев p - n -перехода, полученные в данной работе результаты, строго говоря, справедливы при импульсном задании напряжения на структуре V , когда длительность этого импульса T_i много больше характерных времен задачи (9)–(11) τ_r , τ (обычно величины τ_r , $\tau \ll 10^{-10}$ с), а $T_i \ll \tau_T$ — характерного времени разогрева решетки структуры (обычно $\tau_T \geq 10^{-6}$ с).

смотрим вид зависимости V_i от \bar{n} , вытекающий из уравнения (9) для однородного стационарного случая (кривая 1, рис. 3, б). Эта кривая (кривая локальной связи [4]) имеет вид, близкий к Λ -образному. В ее максимуме $V_i = V_{i0}$. Истинная зависимость $V_i(\bar{n})$ в стратах показана на рис. 3, б жирной кривой 3. При $V \rightarrow V_d^{(p)}$ значение $V_{i, \max}$ между стратами стремится к $V_i = V_{i0}$ (рис. 3, б). Когда $V > V_d^{(p)}$, дальнейшее увеличение $V_{i, \max}$ оказывается, как видно из рис. 3, а, невозможным, поскольку сопровождается неограниченным нарастанием величины \bar{n} (см. стрелку на рис. 3, б). Это и приводит к лавинообразному нарастанию

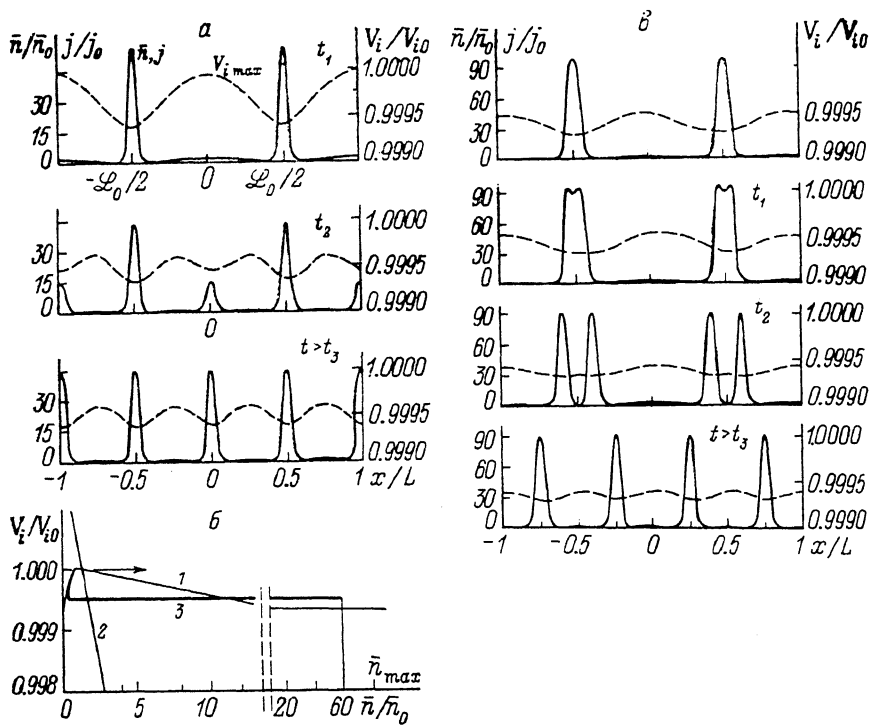


Рис. 3. Кинетика эффекта локального пробоя в стратах.

а — распределение $n(x)$ [$j(x)$] (сплошные кривые) и $V_i(x)$ (штриховые) при $V=1.01$ в различные моменты времени: $t_1=10^{-2}$, $t_2=1$, $t > t_3=10^2$. В качестве исходного в момент времени $t=0$ выбрано распределение $n(x)$, $V_i(x)$, отвечающее стратам периода $\mathcal{L}_p = \mathcal{L}_0$ при $V=1.007$. б — зависимости $V_i(\bar{n})$, отвечающие соответственно кривой локальной связи (1), уравнению состояний, вытекающему из уравнения $\beta \dot{n} = V - V_i$ (2), а также истинной зависимости $V_i(\bar{n})$ в стратах периода $\mathcal{L}_p = \mathcal{L}_0$ при $V=1.005$ (3). в — кинетика процесса деления страт, распределение $n(x)$ и $V_i(x)$ в различные моменты времени: $t_1=10^{-2}$, $t_2=1$, $t > t_3=10^2$ при $V=1.001$. Численное решение задачи (9)–(11) с учетом (12) проводилось при параметрах $l=4 \cdot 10^{-6}$ см, $\varepsilon = l/L = 1.5 \cdot 10^3$, $a=0.8$, $b=0.1$, $c=1$, $n_T(V_{i0})=0.1$, $V_{i0}=50$ В, $j_0=20$ А/см², $\mathcal{L}=2L$ ($j_s=2$ А/см²). Время измеряется в ед. τ_V , длина — в ед. L , а напряжение V — в ед. V_{i0} . а, б — $\beta=3 \cdot 10^{-8}$, $\tau_V=3 \cdot 10^{-10}$ с; в — $\beta=3 \cdot 10^{-4}$, $\tau_V=3 \cdot 10^{-11}$ с.

\bar{n} , т. е. плотности тока j между стратами (в окрестности точек $x=0, \pm 1$ на рис. 3, а). Заметим, что эффект локального пробоя определяет уменьшение вдвое периода страт, образующихся и в других неравновесных системах [4, 12].

3.2. В случае, когда сопротивление ρ квазинейтральной области структуры достаточно мало, локальный пробой, уменьшающий вдвое период страт, происходит не между стратами, а в их центре (рис. 3, в). Для пояснения этого эффекта прежде всего заметим, что по мере уменьшения ρ изменение величины V_i между стратами становится все более слабым. Как следствие этого, возрастает напряжение $V = V_d^{(p)}$, при котором между стратами $V_{i, \max}$ достигает величины V_{i0} . С другой стороны, по мере роста V страты несколько расширяются, а в окрестности центра страт (в области $\bar{n} \approx \bar{n}_{\max}$) истинная зависимость $V_i(\bar{n})$ (кривая 3, рис. 3, б) оказывается близкой к кривой локальной связи (кривая 1, рис. 3, б). Последнее становится возможным вследствие того, что для рассматриваемой модели на кривой локальной связи V_i слабо меняется с ростом \bar{n} в области

больших значений $\bar{n} > 30$ (рис. 3, б), т.е. эта модель относится к Λ -системам с «вырожденной» кривой локальной связи [4]. В результате при некотором значении $V = V_d^{(p)} = 1.002 < V_d^{(p)}$ в центре страт происходит локальный пробой, т.е. лавинообразное уменьшение концентрации носителей (и плотности тока) (рис. 3, в; $t = t_2$). Таким образом, локальный пробой в центре страт приводит к делению каждой страты на две.⁷ Образующиеся новые страты в дальнейшем разбегаются, и в конечном итоге возникает периодическое распределение страт, период которых вдвое меньше исходного (рис. 3, е).

3.3. При уменьшении V страты периода $\mathcal{L}_p = \mathcal{L}_0/2$ (рис. 3, а; $t > t_3$) сужаются и уменьшаются по амплитуде (рис. 4, а). При некотором $V = V_p$ страты периода $\mathcal{L}_0/2$ (рис. 4, а) в соответствии с общей теорией [12] теряют устойчивость относительно эффекта перекачки и их период скачкообразно (скачок 5 \rightarrow 6, рис. 1,

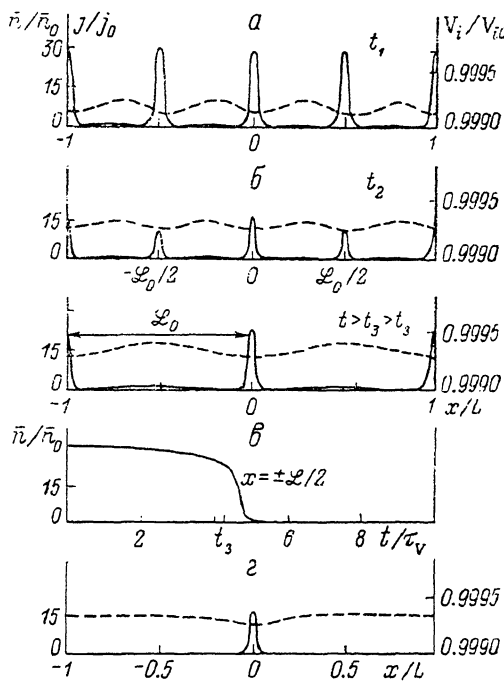


Рис. 4. Кинетика эффекта перекачки в стратах (а, б).

Распределение $n(x)$ [$j(x)$], $V_i(x)$ в различные моменты времени: $t_1=4$, $t_2=4.4$, $t > t_3 > t_2 = 10^4$ при $V=1.002$. В качестве исходного состояния при $t=0$ выбрано распределение $n(x)$, $V_i(x)$, отвечающее стратам периода $\mathcal{L}_p = \mathcal{L}_0/2$ при $V = 1.005$. в — зависимость n_{\max} от времени при $V = 1.002$ в точке $x = \mathcal{L}_0/2$, где страта в результате эффекта перекачки исчезает. г — распределение $n(x)$ и $V_i(x)$ в единичной страте — автосолитоне ($V=0.999$). Результаты численного решения задачи (9) — (11) получены с учетом (12) при остальных параметрах, указанных в подписи к рис. 3, а, б. Время измеряется в ед. τ_V , а напряжение V — в ед. V_{i0} .

з) удваивается, т.е. становится равным \mathcal{L}_0 (рис. 4, б; $t > t_3$). Неустойчивость страт приводит к уменьшению амплитуды одной страты и увеличению амплитуды соседней (кинетика эффекта перекачки показана на рис. 4, б). При малом отличии V от критического для потери устойчивости страт периода $\mathcal{L}_0/2$ значения $V = V_p$ эффект перекачки, т.е. уменьшение значения \bar{n} в одних стратах и увеличение — в соседних, происходит через некоторое время задержки t_2 (рис. 4, в). При дальнейшем уменьшении тока последовательно уменьшается число страт в образце вдвое (скачки 7 \rightarrow 8, 9 \rightarrow 10, рис. 1, з). В результате образуется единичная страта — автосолитон [4] (рис. 4, з). Такой автосолитон устойчив в диапазоне полного лавинного тока I : $I_b < I < I_c$. при $I < I_b$ автосолитон скачкообразно исчезает, а при $I > I_c$ весь образец заполняется стратами. При рассматриваемых в данной статье параметрах p - n -переходов с большими значениями плотности обратного тока j_s (рис. 2—4) диапазон лавинного тока, в котором существует автосолитон (микроплазма) $[I_b, I_c]$, как подчеркивалось во Введении, действительно оказывается очень малым, так как $I_b = 0.9I_c$. Отметим, что при параметрах Si p - i - n -структуры ($j_s = 10^{-8}$ А/см²) микроплазма (автосолитон) существует в огромном диапазоне лавинного тока, поскольку в этом случае $I_b = 10^{-6} I_c$ [2].

⁷ Деление страт, обусловленное локальным пробоем в их центре, может происходить и в других Λ - и V -системах с «вырожденными» кривыми локальной связи. Этот эффект качественно аналогичен эффекту деления страт [12] и автосолитонов [4], который может возникать при увеличении уровня возбуждения N - или U -системы. Кинетика эффекта деления страт и автосолитонов в плотной электронно-дырочной плазме изучена в [13].

Список литературы

- [1] Грехов И. В., Серезкин Ю. Н. Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л., 1980. 152 с.
- [2] Гафийчук В. В., Дацко Б. И., Кернер Б. С., Осипов В. В. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 4. С. 724—730.
- [3] Muller M. W., Guckel H. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1968. V. ED-15. N 8. P. 560—568.
- [4] Кернер Б. С., Осипов В. В. // УФН. 1989. Т. 157. В. 2. С. 201—266.
- [5] Кернер Б. С., Литвин Д. П., Санкин В. И. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 13. С. 819—823.
- [6] Грибников З. С. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 11. С. 2111.
- [7] Варламов И. В., Осипов В. В. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 7. С. 950—958.
- [8] Скотт А. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике. М., 1977. 240 с.
- [9] Кернер Б. С., Осипов В. В. // Письма ЖЭТФ. 1973. Т. 18. В. 2. С. 122—126.
- [10] Purwins H.-G., Radehaus C., Berkemeier J. // Z. Naturforsch. 1988. V. 43a. P. 17—29.
- [11] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 2. М., 1984. 455 с.
- [12] Кернер Б. С., Осипов В. В. // Микроэлектрон. 1985. Т. 14. В. 5. С. 389—407.
- [13] Гафийчук В. В., Кернер Б. С., Осипов В. В., Южанин А. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 2051—2058.

Институт прикладных проблем
механики и математики
АН УССР
Львов

Получена 27.06.1989
Принята к печати 22.03.1990.