

МИКРОПЛАЗМЫ В ИДЕАЛЬНО ОДНОРОДНЫХ $p-i-n$ -СТРУКТУРАХ

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

Установлено, что микроплазмы — локальные (размером порядка 1 мкм) области сильной ударной ионизации могут возникать в идеально однородных по площади $p-n$ -переходах. Микроплазма является ярким примером узкого пикового автосолитона гигантской амплитуды, который можно возбудить при относительно малом коэффициенте размножения носителей ($M \sim 10^2 \div 10^3$) с помощью кратковременного освещения локальной области в плоскости $p-n$ -перехода импульсом света, поглощение которого приводит к фотогенерации электронно-дырочных пар в области пространственного заряда структуры. С помощью численных экспериментов установлено, что после выключения импульса света в $p-i-n$ -структуре самопроизвольно формируется устойчивая микроплазма, коэффициент умножения носителей M в которой в $10^6 \div 10^9$ раз может превышать значение M при однородном пробое (вне микроплазмы). Численно изучены кинетика возникновения микроплазм, их форма, а также зависимости размера и амплитуды тока в микроплазме от падения напряжения на структуре.

Из эксперимента давно известно, что в обратно смещенных $p-n$ -переходах достаточно большой площади наблюдаются микроплазмы в виде ярко светящихся точек размеры порядка 1 мкм [1]. Микроплазмы возникают в $p-n$ -переходах на начальном участке лавинного пробоя, когда среднее значение коэффициента лавинного умножения носителей M не превышает $10^2 \div 10^3$. Микроплазмы представляют собой локальные области, в которых величина M на много порядков превосходит свое среднее значение. Принято считать, что микроплазмы связаны с наличием неоднородностей в области пространственного заряда (ОПЗ) $p-n$ -перехода, которые создают сильное электрическое поле в локальных областях $p-n$ -перехода [2]. В данной работе показано, что микроплазмы в виде локальных областей сильной ударной ионизации могут возникать и в идеально однородных $p-n$ -переходах, точнее, в отсутствие каких-либо неоднородностей.

1. Физика образования микроплазм

Для простоты рассмотрим $p-i-n$ -структуру (рис. 1, а) с сильно легированными p - и n -областями и высокоомной нелегированной i -областью толщиной w . Благодаря малости концентрации свободных носителей в i -области до возникновения пробоя электрическое поле $E = E_i$ в i -области практически постоянно и равно $E_i = V_i/w$ (рис. 1, б), где V_i — падение напряжения на ОПЗ структуры. С увеличением напряжения V_i растут значения электрического поля E и коэффициента умножения носителей M . Вследствие роста M увеличиваются концентрации электронов (n) и дырок (p) в ОПЗ. При этом в соответствии с уравнением Пуассона

$$\frac{dE}{dz} = \frac{\rho}{\epsilon_s \epsilon_0} = \frac{e(p-n)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (1)$$

распределение поля в ОПЗ вдоль оси z (рис. 1) с ростом тока качественно изменяется [в (1) ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная]. Действительно, при малых токах, когда $E = E_i = \text{const}$ (рис. 1, б), электроны и дырки равномерно размножаются по всей толщине ОПЗ ($0 < z < w$, рис. 1). С ростом тока за счет того, что электроны в ОПЗ движутся к n -области, а дырки к p -области, концентрация электронов оказыва-

ется максимальной вблизи n -области, а дырок — вблизи p -области (рис. 1, e). Как следствие этого, величина плотности свободного заряда ρ меняет свой знак в середине ОПЗ $p-i-n$ -структуры. При этом в соответствии с (1) в распределении поля в середине i -области появляется минимум, а на границах ОПЗ — максимум E_{\max} (рис. 1, z). Иными словами, с ростом тока образующийся благодаря ударной ионизации заряд подвижных носителей меняет распределение электрического поля $E(z)$ в ОПЗ так, что оно уменьшается в центре ОПЗ и все более возрастает на границах области. Вследствие резко возрастающей зависимости коэффициентов ударной ионизации носителей от электрического поля $\alpha(E)$ такое перераспределение поля с ростом заряда подвижных носителей вызывает

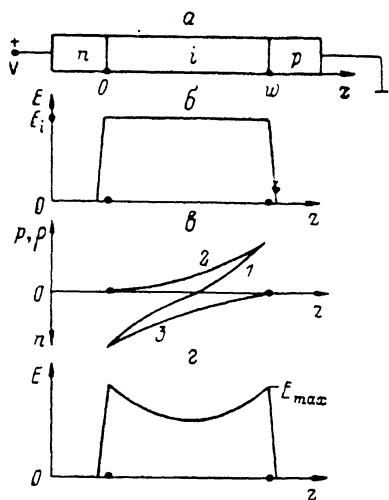


Рис. 1. Механизм возникновения возрастающей зависимости коэффициента умножения носителей M в $p-i-n$ -структуре (а) от концентрации свободных носителей в i -области [3].

b — распределение поля в ОПЗ $p-i-n$ -структуры в отсутствие заряда свободных носителей; c, d — качественный характер распределения $\rho(z)$ (1), $p(z)$ (2), $n(z)$ (3) и соответствующего распределения поля в ОПЗ $p-i-n$ -структуры.

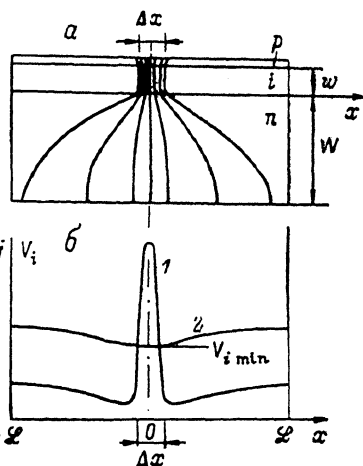


Рис. 2. Физика возникновения микроплазмы в идеально однородных по площади $p-i-n$ -структурах.

a — линии тока в ОПЗ и в квазинейтральной «толстой» и «высокоомной» n -областях $p-i-n$ -структуры при наличии в точке $x=0$ микроплазмы размером Δx ; b — качественный вид плотности тока $j(x)$, т. е. концентраций носителей $n(x)$ (1), и падающей напряженности V_i на ОПЗ $p-i-n$ -структуры (2) в микроплазме.

увеличение коэффициента умножения носителей M , а следовательно, и концентраций n и p в ОПЗ. Это в свою очередь приводит к еще большему искажению поля, т. е. возрастанию величины E_{\max} (рис. 1, z) и к дальнейшему росту M . Рассмотренный механизм зависимости M от величины тока, точнее, от концентрации неравновесных электронов и дырок, проанализирован Мюллером и Гукелем [3]. В [3] было также выяснено, что такая зависимость M (n) приводит к тому, что вольтамперная характеристика (ВАХ), характерная для лавинного пробоя, сменяется на слабовыраженную S -образную. Известно, что на ее падающем участке однородное распределение тока неустойчиво и происходит шнурование лавинного тока в $p-i-n$ -структуре [3]. Вместе с тем в проведенном качественном анализе не учитывалось падение напряжения ΔV на квазинейтральных n - и p -областях структуры, связанное с протеканием по ним тока. Естественно, что величина ΔV возрастает с увеличением плотности лавинного тока j , поэтому ВАХ всей $p-i-n$ -структуры может оказаться всюду монотонно возрастающей. Благодаря исчезновению падающего участка на ВАХ рассмотренный в [3] эффект шнурования тока в таких $p-i-n$ -структурах не реализуется.

Действительно, при однородном увеличении плотности лавинного тока j концентрации свободных носителей (n и p) в ОПЗ возрастают и благодаря описанному выше эффекту [3] происходит перераспределение электрического поля вдоль оси z . Однако величина поля E_{\max} в рассматриваемом случае не будет увеличиваться за счет того, что падение напряжения на ОПЗ структуры V_i

с ростом тока уменьшится. Последнее связано с тем, что при увеличении j растет падение напряжения ΔV на квазинейтральных n - и p -областях структуры. Иная ситуация реализуется при локальном увеличении лавинного тока в ОПЗ в малом слое размером Δx (рис. 2, а). В этом случае при достаточно большом значении толщины n - или p -области ($W \gg \Delta x$) происходит сильное растекание лавинного тока в квазинейтральных областях $p-i-n$ -структуры (n -области, рис. 2, а). Вследствие этого падение напряжения на n -области, создаваемое локальным увеличением лавинного тока (в области размером Δx , рис. 2, а), будет сильно уменьшено (в меру отношения $\Delta x/W \ll 1$) по сравнению с рассмотренным выше случаем однородного увеличения лавинного тока. Другими словами, локальное увеличение лавинного тока вызовет очень малое изменение падения напряжения на квазинейтральных n - и p -областях $p-i-n$ -структуры. Поэтому величина поля E_{\max} (рис. 1, з) в области размером Δx (рис. 2, а) резко возрастает, что приведет к дальнейшему увеличению лавинного тока, а следовательно, и концентрации свободных носителей в ОПЗ. Это в свою очередь ведет к лавинообразному росту величины E_{\max} , коэффициента умножения и плотности тока в рассматриваемой малой области $p-i-n$ -структуры размером Δx . Такой эффект реализуется при однозначной ВАХ, т. е. при положительном дифференциальном сопротивлении всей структуры. Локальное нарастание лавинного тока в области размером $\Delta x \ll W$ имеет предел, связанный с тем, что длина растекания тока в n (p)-области ограничена, точнее, составляет величину порядка W . При очень большой величине плотности локального тока падение напряжения V_i на ОПЗ в области протекания тока (области размером Δx на рис. 2, а) заметно уменьшается (рис. 2, б).

Из этого качественного рассмотрения следует, что характерный масштаб пространственного изменения величины V_i по площади $p-i-n$ -структуры определяется величиной порядка W . Ширина Δx области протекания локального лавинного тока большой плотности (рис. 2, б) определяется длиной диффузионного расплывания свободных носителей за время их пролета ОПЗ $\tau_n = w/v$, т. е. $\Delta x \sim l = \sqrt{D\tau_n}$, где D — коэффициент диффузии носителей, v — скорость дрейфа носителей в ОПЗ, которая для простоты считается одинаковой для электронов и дырок.

Итак, благодаря большой длине растекания тока по квазинейтральным областям и эффекта перераспределения поля в ОПЗ структуры зарядом неравновесных носителей в однородной по площади $p-i-n$ -структуре может существовать локальная уединенная область сильного лавинного тока — микроплазма (рис. 2, б). Микроплазму можно возбудить за счет кратковременного освещения локальной области $p-i-n$ -структуры импульсом света, поглощение которого приводит к фотогенерации электронно-дырочных пар в ОПЗ структуры. Такая микроплазма является сильно неравновесным уединенным собственным состоянием $p-i-n$ -структуры (рис. 2). Неоднородное состояние в виде микроплазмы существует наряду с устойчивым однородным состоянием, отвечающим однородному распределению лавинного тока. Такие уединенные неоднородные состояния в неравновесных системах называются автосолидонами (АС), их общая теория и свойства изложены в обзоре [4].

2. Основные уравнения и численное моделирование микроплазм

Распределение концентрации электронов и дырок в условиях ударной ионизации описывается уравнениями

$$\frac{\partial n}{\partial t} = e^{-1} \operatorname{div} \mathbf{j}_n + \alpha_n v n + \alpha_p v p, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -e^{-1} \operatorname{div} \mathbf{j}_p + \alpha_p v p + \alpha_n v n, \quad (3)$$

где α_n и α_p — коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок, а

$$\mathbf{j}_n = env + eD_e \nabla n, \quad \mathbf{j}_p = epv - eD_p \nabla p \quad (4)$$

— электронная и дырочная составляющие плотности полного тока $j = ev(n + p)$. Следуя [3], усредним уравнения (2), (3) по толщине ОПЗ $p-i-n$ -структуры (по z от 0 до w , рис. 1, а). В результате, для простоты полагая, что $D_n = D_p = D$, $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$, $v = \text{const}$, а вдоль оси z с точностью до отношения $\tau_n/\tau \ll 1$ ($\tau_n = w/v$, τ — время жизни носителей в i -области) величина $j = ev(n + p) = ev\bar{n} = \text{const}$, получим уравнение для \bar{n} — средней концентрации носителей по толщине ОПЗ

$$\frac{\partial \bar{n}}{\partial t} = D\Delta_1 \bar{n} + 2 \left[\bar{n}v_i(\bar{n}, V_i) - \frac{\bar{n}}{\tau_n} + G_T \right]. \quad (5)$$

В уравнении (5) учтена тепловая генерация носителей в i -области, которая определяет плотность тока $j_s = eG_T w$ обратной смещенной $p-i-n$ -структуры при небольших напряжениях, при которых лавинное умножение несущественно.

В уравнении (5)

$$v_i(\bar{n}, V_i) = \tau_n^{-1} \int_0^w \alpha dz \quad (6)$$

— средняя по толщине ОПЗ скорость ударной ионизации носителей, которая связана с коэффициентом умножения соотношением $M = (1 - v_i \tau_n)^{-1}$, где $M = j/j_s$. Для $v_i(\bar{n}, V_i)$ можно получить аналитическое выражение [8], если считать, что

$$\alpha(E) = \alpha_0 \exp(\lambda E). \quad (7)$$

Подставляя выражение (7) для $\alpha(E)$ в (6), получим [3]

$$v_i(\bar{n}, V_i) = \tau_n^{-1} \left\{ \exp \left[\frac{\lambda}{w} [V_i - \varphi(\bar{n})] \right] \right\}, \quad (8)$$

где функция

$$\varphi(\bar{n}) = \frac{w}{\lambda} \left(\lambda E_0 + \gamma^{-1} \int_0^\gamma \ln \sec \zeta d\zeta \right), \quad (9)$$

а величины γ и E_0 определяются выражениями

$$\gamma \operatorname{tg} \gamma = \left(\frac{\lambda w}{4\epsilon_s \epsilon_0 v} \right) j, \quad \lambda E_0 = -\ln \left(a_0 w \frac{\lambda w j}{4\epsilon_s \epsilon_0 v \gamma^2} \right). \quad (10)$$

Заметим, что при выводе выражений (8)–(10) [3] не учтена тепловая генерация носителей в i -области $p-i-n$ -структуры, т. е. выражение (8) несправедливо при малых коэффициентах лавинного умножения.

Растекание тока в квазиравномерных областях $p-i-n$ -структуры описывается уравнением непрерывности полного тока

$$C \frac{\partial V_i}{\partial t} = \operatorname{div} j, \quad (11)$$

где C — емкость единицы площади структуры. Полагая для определенности, что n -область $p-i-n$ -структуры (рис. 2, а) наиболее «толстая» и «высокоомная», точнее, $r_n = W_n/\sigma_n \gg r_p = W_p/\sigma_p$, где σ_n , σ_p и W_n , W_p — проводимости и толщины n - и p -областей, проинтегрируем (11) по толщине n -области ($W_n = W$) с учетом граничных условий $j(0) = e\bar{n}v$, $j(W) = (V - V_i)r_n^{-1}$. В результате получим [5]

$$\tau_v \frac{\partial V_i}{\partial t} = L^2 \Delta_1 V_i - r_n j + V - V_i, \quad (12)$$

где $\tau_v = r_n C$, $L \approx W$; V , V_i — соответственно полное падение напряжения на всей $p-i-n$ -структуре и на ее i -области (рис. 2, а).

Система уравнений (5), (12) с учетом выражений (9), (10) решалась численно при параметрах, характерных для кремниевой $p-i-n$ -структуры при $T = 300$ К, $w = 5 \cdot 10^{-4}$ см, $W = 3 \cdot 10^{-2}$ см, $C = 0.6 \cdot 10^{-7}$ Ф/см², $n_i = 1.3 \cdot 10^{10}$ см⁻³.

значении плотности теневого тока $j_s = 10^{-6}$ А/см², $\alpha_0 = 2.8 \cdot 10^{-1}$ см⁻¹, $\lambda = 1.68 \times 10^{-5}$ см/В. При этих параметрах $p-i-n$ -структура при обратном смещении и однородном распределении плотности лавинного тока имеет положительное дифференциальное сопротивление при всех значениях тока (рис. 3). Начиная с плотности лавинного тока $j = j_b = 2.4 \cdot 10^{-4}$ А/см², т. е. значений коэффициентов умножения тока $M = M_b = j_b/j_s = 240$, в однородной структуре с помощью локальной кратковременной фотогенерации носителей в ОПЗ удавалось возбудить автосолиiton (АС) в виде микроплазмы (рис. 4). В численном эксперименте фотовозбуждение микроплазмы моделировалось добавлением в правую часть уравнения (5) слагаемого

$$\Delta G = \Delta G_0 H(x_0 - |x|) H(t - t_0), \quad (13)$$

где

$$H_i(x) = \begin{cases} 1, & \text{если } x \geq 0, \\ 0, & \text{если } x < 0. \end{cases}$$

Выражение (13) описывает локальную (в области размером x_0) кратковременную (длительностью t_0) генерацию носителей в ОПЗ, например, с помощью импульсного источника коротковолнового излучения. После прекращения действия локального

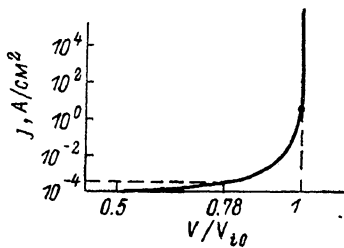


Рис. 3. Вольтамперная характеристика $p-i-n$ -структуры.

Результаты численного решения уравнений (5), (12) для стационарного и однородного случая. $T = 300$ К, $w = 5 \cdot 10^{-4}$ см, $W = 3 \cdot 10^{-2}$ см, $j_s = 10^{-6}$ А/см², $\tau_V = 3 \cdot 10^{-11}$ с, $\tau_n = 2 \cdot 10^{-11}$ с, $r_n = 3.8 \times 10^{-4}$ Ом · см², $G_T = 1.25 \cdot 10^{16}$ см⁻³ · с⁻¹, $C = 0.6 \cdot 10^{-7}$ Ф/см². При этих параметрах значение $V_{i0} = 127$ В.

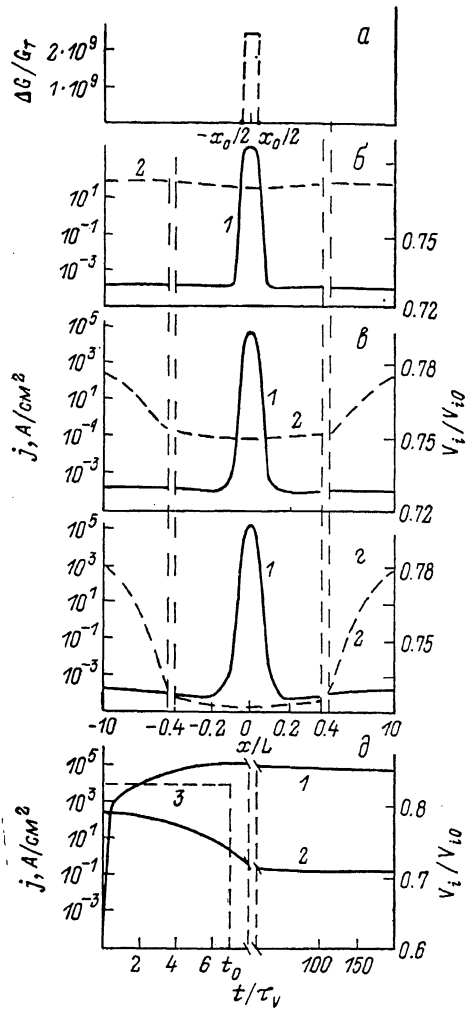


Рис. 4. Кинетика формирования микроплазмы в идеально однородной по площади $p-i-n$ -структуре.

a — вид начального импульса локальной генерации носителей (13), моделирующего кратковременную локальную засветку $p-i-n$ -структуры импульсом света; b, c — распределение плотности тока j (1) и падения напряжения V_i (2) в моменты времени $t_1 = 2.0 \tau_V$ (б) и $t_2 = 6.0 \tau_V$ (в); d — установившаяся форма микроплазмы ($t > 100 \tau_V$); e — зависимость j (1) и V_i (2) от t в центре образующейся микроплазмы (при $x=0$, б—д); 3 — импульс возбуждения $\Delta G(t)$. Параметры расчета (2), (5): $T = 300$ К, $w = 5 \cdot 10^{-4}$ см, $W = 3 \cdot 10^{-2}$ см, $j_s = 10^{-6}$ А/см², $\tau_V = 3 \cdot 10^{-11}$ с, $\tau_n = 2 \cdot 10^{-11}$ с, $r_n = 3.8 \cdot 10^{-4}$ Ом · см², $l/L = 3.22 \cdot 10^{-3}$, $V_{i0} = 127$ В, $V_b = 0.78 V_{i0}$, $C = 0.6 \cdot 10^{-7}$ Ф/см².

источника генерации носителей (рис. 4, а) в $p-i-n$ -структуре самопроизвольно (рис. 4, б—д) формируется микроплазма (рис. 4, e). Как и следовало ожидать, микроплазма представляет собой локальную область сильной генерации носителей, окруженную относительно протяженной областью, где лавинная генерация носителей подавлена по сравнению с однородным лавинным пробоем вне микроплазмы. Последнее связано с тем, что на периферии места локализации микроплазмы (области размером порядка W) за счет падения напряжения на квазинейтральной n -области (рис. 2, а) понижено падение напряжения

на ОПЗ (i -области) $p-i-n$ -структуры. В центре микроплазмы значения плотности лавинного тока $j=j_{\max}$ и коэффициента умножения носителей $M=M_{\max}=j_{\max}/j_0$ на много порядков превосходят их значения вне микроплазмы, т. е. в области однородного пробоя (рис. 4, 2). Так, при использовании в расчетах (рис. 4) выражений (7)–(10) и параметров, указанных в подписи к рис. 4, значение M в центре микроплазмы оказалось порядка $M_{\max} \sim 10^{11}$, в то время как однородному пробоею вне микроплазмы отвечает величина $M=M_0=j_0/j_0 \approx 240$.

Заметим, что использованная в численных расчетах (рис. 3–5) зависимость $\alpha(E)$ (7) несправедлива при очень больших значениях поля E [4]; более правильной считается зависимость [8]

$$\alpha(E) = \alpha_0 \exp(-\Delta/\lambda E^\beta), \quad (14)$$

где $\Delta, \lambda, \beta = \text{const}, 1 \leq \beta \leq 2$. Однако использование этой зависимости $\alpha(E)$ требует для нахождения параметров микроплазмы решения более сложной задачи (5), (12), (4). Поэтому при численных расчетах зависимость $v_i(\bar{n})$, т. е. $M(\bar{n})$, вплоть до очень больших значений $M=10^{11}$ описывалась выражениями (8)–(10), а при $M > 10^{11}$ функция $\varphi(\bar{n})$ в формуле (8) заменялась на $\varphi(\bar{n}) \sim \bar{n}^2$. Численные расчеты показали, что такой выбор функции $v_i(\bar{n}, V_i)$, соответствующий выполнению условия $\alpha \rightarrow \text{const}$ при $E \rightarrow \infty$, практически не влияет на

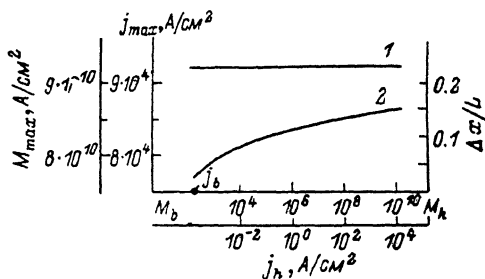


Рис. 5. Зависимость ширины микроплазмы Δx (по уровню 0.5) (2) и максимальных значений коэффициента умножения носителей $M=M_{\max}$ и плотности тока $j=j_{\max}$ в центре микроплазмы (1) от значений $j=j_0, M=M_0$ в однородном пробое (вне микроплазмы).

Результаты численного решения уравнений (5), (12) при параметрах, указанных в подписи к рис. 4.

свойства микроплазмы. Исключением являются найденные значения M_{\max} и j_{\max} в центре микроплазмы (рис. 4), которые при более адекватном эксперименту выборе асимптотики функции $\alpha(E)$ для больших E могут измениться на несколько порядков.

Численные исследования показали, что в соответствии с общей теорией АС [4] чем больше плотность лавинного тока $j=j_0$ (значение $M=M_0$) в однородном (по площади $p-i-n$ -структуры) лавинном пробое, тем меньшая требуется интенсивность кратковременной локальной засветки структуры для возбуждения в ней микроплазмы. Так, в рассматриваемом примере при $M_0=240$ величина $\Delta G=3 \cdot 10^9 G_T$, а при $M_0=10^3$ значение $\Delta G=10^8 G_T$. Максимальные величины $M=M_{\max}$ и $j=j_{\max}$ в микроплазме слабо возрастают при увеличении полного тока (рис. 5, кривая 1). Однако при этом увеличивается размер Δx области сильной ударной ионизации в микроплазме [полуширина распределения $j(x)$ в микроплазме (рис. 5, кривая 2)]. Численные расчеты показали также, что минимальные значения лавинного тока $j=j_b$ и коэффициента умножения $M=M_b$, при которых еще можно возбудить микроплазму в однородной по площади $p-i-n$ -структуре, тем меньше, чем меньше отношение l/W . При уменьшении величины полного тока ширина локальной области сильной ударной ионизации в микроплазме, как отмечалось, уменьшается (рис. 5, кривая 2), а при токе $j=j_b$ ($M=M_b$) микроплазма скачкообразно исчезает.

Эти результаты являются общими для Λ -систем, в которых реализуются узкие пиковые АС [4]. Рассматриваемая $p-i-n$ -структура относится к Λ -системам, а возникающие в ней микроплазмы являются яркими примерами узких пиковых АС гигантской амплитуды. Роль активатора [4] в $p-i-n$ -структуре играет величина $\theta=\bar{n}$ — средняя концентрация неравновесных носителей в ОПЗ, а ингибитора — $\eta=V_i$ — падение напряжения на i -области структуры. Λ -образный вид кривой локальной связи $\eta(\theta) \equiv V_i(\bar{n})$ можно установить из уравнения (5) совместно с (9), (10). Характерные значения $V_i=V_{i0}$ и $\bar{n}=\bar{n}_0$,

отвечающие точке максимума на Δ -образной кривой локальной связи, как следует из (5), определяется из решения системы уравнений

$$\bar{n}v_i - \bar{n}v_i^{-1} + G_T = 0,$$

$$\bar{n}^2 \partial v_i / \partial \bar{n} = G_T.$$

Для более правильного определения величины M_{\max} в микроплазме была численно найдена зависимость $v_i(\bar{n}, V_i)$ с учетом выражения (14) при характерных для Si параметрах: $\alpha_0 = 7.9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, $\Delta = 1.5 \cdot 10^6 \text{ В/см}$, $\lambda = \beta = 1$. При учете такой зависимости $v_i(\bar{n}, V_i)$ оказалось, что $M_{\max} \sim 10^8 - 10^9$.

Результаты численных исследований свидетельствуют и о том, что микроплазма может возникать спонтанно при наличии в ОПЗ локальной неоднородности. При этом, естественно, чем больше амплитуда неоднородности (значение электрического поля в локальной области), тем при меньшей плотности лавинного тока происходит спонтанное образование микроплазмы. Устанавливаемое распределение плотности и значение коэффициента умножения носителей в микроплазме практически не зависят от параметров малой локальной неоднородности, т. е. оказываются такими же, как и в случае вынужденного возбуждения микроплазмы импульсом света в идеально однородных структурах. Другими словами, малая неоднородность выступает лишь как затравка для самопроизвольного формирования микроплазмы.

Список литературы

- [1] Грехов И. В., Серезкин Ю. Н. Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках Л., 1980. 152 с.
- [2] Конакова Р. В., Кордош П. и др. Прогнозирование надежности полупроводниковых лавинных диодов. Киев, 1986. 188 с.
- [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] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.

Институт прикладных проблем
механики и математики АН УССР
Львов

Получена 5.09.1989
Принята к печати 4.12.1989

Научно-производственное
объединение «Орион»
Москва