

2. Булат, Л. П. Термоэлектрическое охлаждение. / Л. П. Булат – СПб. : СПбГУНиПТ, 2002. – 147 с.

3. Сабо, Е. П. Технология халькогенидных термоэлементов. Физические основы / Е. П. Сабо // Термоэлектричество. – 2006. – № 1. – С. 45–66.

4. Sabo, Ye. P. Technology of chalcogen thermoelements. physical foundations / Ye. P. Sabo // J. Thermoelectricity. – 2005. – N 3. – P. 52–68.

5. Yang, J. Microstructure control and thermoelectric properties improvement to n -type bismuth telluride based materials by hot extrusion / J. Yang, R. Chen, X. Fan, W. Zhu, S. Bao, X. Duan // J. Alloys and Compounds. – 2007. – V. 429. – P. 156–162.

6. Егер, Дж. К. Упругость, прочность и текучесть / Дж. К. Егер – М. : Машгиз, 1961. – 170 с.

7. Horrobin, D. J. Die entry pressure drops in paste extrusion / D. J. Horrobin, R. M. Nedderman // Chemical Eng. sci. – 1998. – V. 53, N 18. – P. 3215–3225.

8. Tiernan, P. Modelling of cold extrusion with experimental verification / P. Tiernan, M. T. Hillery, B. Graganescu, M. Gheorghie // J. Materials Processing Technology. – 2005. – V. 168. – P. 360–366.

9. Простомолотов, А. И. Программа «CRYSTMO/MARC» для сопряженного теплового моделирования / А. И. Простомолотов, Н. А. Везуб, Х. Х. Ильясов // Программы для ЭВМ. RU ОБПБТ. – 2009. – № 4. – С. 110.

Работа выполнена при поддержке ОАО «Росатом» (Госконтракт № Н.46.44.90.12.1080) и РФФИ (грант № 12-02-90027-Бел).

УДК 621.315.592

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ САМООРГАНИЗАЦИИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

© 2012 г. В. С. Кузнецов, П. А. Кузнецов

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова

Введение

В настоящее время одна из широко исследуемых наноструктурированных систем — пористый кремний. Структуры на пористом кремнии обладают большой адсорбционной способностью электромагнитного излучения, что является важной составляющей конструкций фотовольтаических ячеек. Современные исследования демонстрируют, что перспективна ячейка на основе $p-i-n$ -структуры. Таким образом, возникает необходимость проектирования эффективно работающих фотовольтаических ячеек в широком диапазоне длин волн излучения как на основе пористых структур, так и при наличии более эффективной системы разделения фотостимулированных носителей заряда. В связи с этим становится актуальной проблема моделирования подобных систем с целью определения оптимальных параметров для минимизации технологических затрат. Процесс анодного травления кремния для создания пористого кремния представляет собой сложный, далекий от равно-

весия синергетический процесс, объяснение которого возможно лишь при комплексном подходе с учетом явлений, происходящих в области пространственного заряда кремния, в растворе и на границе кремний—электролит. Причин возникновения неустойчивости в приповерхностной области довольно много: зависимость ширины запрещенной зоны от температуры и концентрации носителей тока, взаимодействие акустических и тепловых волн на поверхности, растекание тока, генерационно-рекомбинационная неустойчивость в области сильных электрических полей. В обратно смещенных $p-i-n$ -переходах уже при малой плотности лавинного тока экспериментально наблюдаются участки с отрицательной дифференциальной проводимостью и образование микроплазмы в виде областей размером 1 мкм с очень высокой плотностью лавинного тока [1]. В работе [2] образование микроплазмы объясняют растеканием тока по квазинейтральным областям $p-n$ -перехода и возрастающей зависимостью коэффициента лавинного умножения от концентрации свободных носителей в i -области

Рассмотрен поиск аналитического решения стационарной задачи поведения лавинного тока в сильных электрических полях при наличии центров генерации и рекомбинации. Представлены вольт-амперные характеристики для $p-i-n$ -структуры. Полученные результаты объясняют образование пространственных структур и гистерезис в сильных электрических полях.

Ключевые слова: лавинный пробой, рекомбинация, глубокие уровни.

$p-i-n$ -структуры. Предполагают, что в области микроплазмы коэффициент умножения лавинного тока очень велик $M \sim 10^7-10^9$. Однако обоснование такого большого значения M вызывает большие сомнения из-за малой толщины слоя умножения. Были попытки объяснить образование микроплазмы тунелированием носителей заряда, которые показали, что сгенерированные носители создают лавину, становящуюся намного интенсивнее самого процесса тунелирования [3]. Это привело к созданию модели мультистримерного пробоя [4], которая впоследствии была подвергнута критике [5]. Анализировали переключения высоковольтных диодов и было обнаружено, что мультистримерные модели не способны объяснить сверхбыстрые переключения. Поэтому целесообразно рассмотреть влияние генерационно-рекомбинационных процессов и процессов лавинного пробоя. Возможность образования микроплазмы из-за генерационно-рекомбинационных неустойчивостей в полупроводнике анализировали в работе Шелля [6].

Ниже рассмотрено теоретическое доказательство того, что в сильных электрических полях вид вольт-амперных характеристик в обратно смещенных $p-i-n$ -структурах зависит от технологических параметров (в частности, от однородности границ i -слоя). В слабых электрических полях неоднородность границ не сказывается из-за близости кривых зависимости электрического тока от напряженности электрического поля, а в сильных электрических полях характеристики сильно расходятся, что приводит к возникновению пространственных распределений тока.

Модель протекания тока

Рассмотрим условия протекания тока в обратно смещенных $p-i-n$ -переходах на основе кремния при наличии глубоких уровней в i -области с концентрацией N , выполняющих функции центров генерации и рекомбинации. Эти центры могут находиться в двух состояниях: нейтральном и заряженном (N^0 и N^- — их соответствующие концентрации). В качестве таких центров могут выступать дислокации, вакансии или атомы глубокой примеси. Ради упрощения выкладок будем считать, что электропроводность n - и p -областей достаточно хорошая, поэтому падение напряжения происходит только в i -области, ширину которой обозначим через w . Из-за малой толщины i -области (слоя умножения) и близости напряженности электрического поля в ней к пробую электроны и дырки дрейфуют вдоль оси z со скоростями насыщения v_n и v_p соответственно. Диффузионным членом пренебрегаем. Ось z выбрана по нормали к плоскости $n-i$ -перехода. Вектор плотности тока представим в виде суммы двух компонент: перпендикулярной (в направлении оси z) и параллельной границе раздела i -области с p -областью (i -области

с n -областью соответственно). Перпендикулярные составляющие плотности тока j для электронов и дырок в данном приближении можно записать как $j_{zn} = ev_n n$ и $j_{zp} = ev_p p$, где n , p — концентрации свободных электронов и дырок соответственно; e — абсолютное значение заряда электрона.

Обозначим через \mathbf{E} вектор напряженности электрического поля. Компоненты плотности токов, параллельные границам раздела, содержат как полевую, так и диффузионную части и имеют обычный вид:

$$\mathbf{j}_{\parallel n} = e\mu_n \left(n\mathbf{E}_{\parallel} - \frac{kT}{e} \nabla_{\parallel} n \right); \quad (1)$$

$$\mathbf{j}_{\parallel p} = e\mu_p \left(p\mathbf{E}_{\parallel} - \frac{kT}{e} \nabla_{\parallel} p \right). \quad (2)$$

Здесь μ_n и μ_p — подвижности свободных электронов и дырок; \mathbf{E}_{\parallel} — составляющая напряженности электрического поля, параллельная границе раздела i - и p -областей; k — постоянная Больцмана; T — температура.

Уравнения непрерывности для n , p и концентрации центров рекомбинации в ионизованном состоянии N^- имеют вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{e} \nabla_{\parallel} \mathbf{j}_n = \varphi_n; \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{1}{e} \nabla_{\parallel} \mathbf{j}_p = \varphi_n + \varphi_-; \quad (4)$$

$$\frac{\partial N^-}{\partial t} = \varphi_-; \quad (5)$$

где φ_n и φ_- — скорости генерации-рекомбинации, которые определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \varphi_n = & \gamma - \alpha np + \gamma_{1n} n + \gamma_{1p} p + \\ & + [s_2 N_c N^- - s_1 n(N + N^-)] \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \varphi_- = & [s_4 N_v (N - N^-) - s_3 p N^-] + \\ & + [s_1 n(N - N^-) + s_2 N_c N^-] \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь N_c и N_v — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно; γ , α — коэффициенты межзонной генерации и рекомбинации носителей; s_2 , s_1 — коэффициенты выброса электрона в зону проводимости из центра и захвата на центр; s_4 , s_3 — вероятности захвата электрона из валентной зоны (возникновение дырки в валентной зоне) и захвата дырки на нейтральный центр [7]. Коэффициенты s_2 и s_3 зависят от локальной напряженности электрического поля и температуры. В первом приближении $s_2 N_c$ можно представить в виде $s_2 N_c = s_2^0 N_c + prob(\mathbf{E})$, где первый член в правой части дает вероятность выброса электрона (в единицу времени) в зону проводимости при отсутствии электрического поля, второй — вероятность ионизации под влиянием

электрического поля. Эту вероятность можно оценить по ионизации мелкой примеси (в основном состоянии) в электрическом поле (в единицах СГСЭ) [8]:

$$\text{prob}(E) = \frac{4m^{*3}e^9}{\hbar^7 \varepsilon^5 E} \exp\left(\frac{2m^{*2}e^5}{3\hbar^4 \varepsilon^3 E}\right).$$

Здесь m^* — эффективная масса дырки в валентной зоне; ε — относительная диэлектрическая проницаемость кремния. Если принять $m^* = 0,56m_0$, $\varepsilon = 11$ (где m_0 — масса свободного электрона), то

$$\text{prob}(E) = 3,15 \cdot 10^{21} \exp\left(-\frac{2,71 \cdot 10^6}{E}\right),$$

где E — модуль вектора напряженности электрического поля (в В/см). Ионизацией примеси в нейтральном состоянии будем пренебрегать. Члены $\gamma_{1n}n + \gamma_{1p}p$ соответствуют скорости генерации свободных носителей заряда благодаря ударной ионизации [9]: $\gamma_{1p} \approx A_i v_i e^{-b_i/E}$, $i = n, p$. К примеру, для кремния $A_n = 3,318 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, $b_n = 1,174 \cdot 10^6 \text{ В/см}$, $A_p = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, $b_p = 1,97 \cdot 10^6 \text{ В/см}$. Близкая зависимость величин $\text{prob}(E)$ и γ_{1p} от электрического поля позволяет сделать предположение, что $\text{prob}(E) = (s_2/\alpha)\gamma_{1p}$.

При записи формул (6) и (7) учтено, что концентрация N центров генерации–рекомбинации в образце постоянна, причем $N = N^- + N^0$, и при генерации–рекомбинации электрический заряд сохраняется. Из-за перераспределения свободных носителей тока и наличия центров рекомбинации локальная плотность электрического заряда в i -области не равна нулю, значение напряженности электрического поля в этой области определяется из уравнения Пуассона

$$\nabla \mathbf{E} = \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon} (p - N^- - n) \quad (8)$$

и зависит от граничных условий. Напряженность электрического поля в слое — это суперпозиция $\mathbf{E} = \mathbf{e}E_z + \mathbf{E}_{\parallel}$. Здесь \mathbf{e} — единичный вектор, параллельный оси OZ; ε_0 — электрическая постоянная; E_z — составляющая напряженности электрического поля в направлении оси OZ, определяющая перераспределение свободных носителей заряда. В стационарном состоянии она отлична от нуля. Если граница контакта i -области с p -областью однородна и внешнее поле направлено параллельно оси OZ, то токи, параллельные границе, должны отсутствовать. Поэтому в стационарном состоянии \mathbf{E}_{\parallel} обращается в нуль, а стационарные концентрации свободных электронов n_{st} , дырок p_{st} и заряженных центров рекомбинации N_{st}^- зависят только от одной координаты z .

Для упрощения математических расчетов примем, что параметры электронов и дырок одинаковы, т. е. $s_2^0 N_c = s_4 N_v$, $s_1 = s_3$, $\gamma_{1n} = \gamma_{1p}$, $v_n = v_p = v$.

При этом введем следующие безразмерные величины:

$$n' = \frac{n}{n_0}; \quad p' = \frac{p}{n_0}; \quad N'^- = \frac{s_1 N^-}{\alpha n_0}; \quad N' = \frac{s_1 N}{\alpha n_0};$$

$$\gamma'_0 = \frac{\gamma}{\alpha n_0^2}; \quad j'_z = \frac{j_z}{evn_0}; \quad \gamma'_1 = \frac{\gamma_{1p}}{\alpha n_0}; \quad \varepsilon' = \frac{kT}{e^2 n_0 L^2} \varepsilon_0 \varepsilon;$$

$$\mathbf{E}' = \frac{eL}{kT} \mathbf{E}; \quad n_0 = \frac{N_c s_2^0}{s_1}; \quad L = \frac{v}{\alpha n_0}.$$

В новых обозначениях система уравнений (3)—

$$(6) \text{ для стационарного состояния } \left(\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial N'^-}{\partial t} = 0 \right)$$

примет следующий вид:

$$\frac{\partial n'_{st}}{\partial z'} = \frac{\partial p'_{st}}{\partial z'} = \varphi'_n; \quad (9)$$

$$\varphi'_- \equiv \left[N' - N'^-_{st} - p'_{st} N'^-_{st} \right] + \left[(N^- - N'^-_{st}) n'_{st} - (1 + \gamma'_1) N'^-_{st} \right] = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial E'_z}{\partial z'} = \frac{1}{\varepsilon'} \left(p'_{st} - n'_{st} - \frac{\alpha}{s_1} N'^-_{st} \right); \quad (11)$$

$$\varphi'_n = \gamma'_0 + \gamma'_1 (n'_{st} + p'_{st}) - n'_{st} p'_{st} + (1 + \gamma'_1) N'^-_{st} - n'_{st} (N' - N'^-_{st}); \quad (12)$$

$$j'_{zn} = n'_{st}; \quad j'_{st} = p'_{st}. \quad (13)$$

Из уравнений (9) и (13) следует, что сумма концентраций свободных электронов и дырок $j'_z = n'_{st} + p'_{st}$ не зависит от координаты z .

Из уравнения (10) после математических преобразований получаем

$$N'^-_{st} = N' \frac{1 + n'_{st}}{2 + j'_z + \gamma'_1}. \quad (14)$$

Введем новую переменную x , изменяющуюся в пределах $-0,5 < x < 0,5$ и определяющую соотношение между свободными электронами и дырками в полном электрическом токе: $p'_{st} = j'_z(0,5 + x)$, $n'_{st} = j'_z(0,5 - x)$.

Тогда из уравнений (9) для концентраций дырок имеем

$$\frac{\partial x}{\partial z'} = \frac{j'_z(2 + j' + \gamma'_1 + N')}{(2 + j'_z + \gamma'_1)} (x - x_1)(x + x_1), \quad (15)$$

где

$$x_1 = \sqrt{\frac{(j'_z - j_1)(j'_z - j_2)(j'_z - j_3)}{4j_z'^2(2 + j'_z + \gamma'_1 + N')}}; \quad (16)$$

j_1, j_2, j_3 — корни кубического уравнения:

$$j_i^3 - (3\gamma'_1 - 2)j_i^2 - 4[\gamma'_0 + \gamma'_1(2 + \gamma'_1)]j_i - 4[\gamma'_0(2 + \gamma'_1) + N'(1 + \gamma'_1)] = 0, \quad (17)$$

причем $j_2 < 0$, $j_3 < 0$, а j_1 — положителен (рис. 1).

Согласно уравнению (16), функция x_1^2 зависит от плотности тока j'_z и напряженности электрического поля E_z (через γ'_1). При увеличении j'_z она монотонно растет и стремится к 1/4 и убывает с ростом напря-

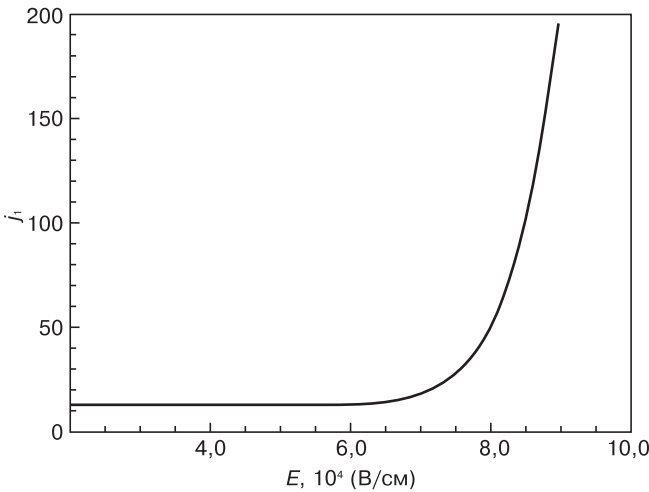


Рис. 1. Зависимость j_1 от напряженности электрического поля E при $N = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $A_v = 2 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $b = 1,97 \cdot 10^6 \text{ В/см}$, $n_0 = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\gamma_0 = 1$

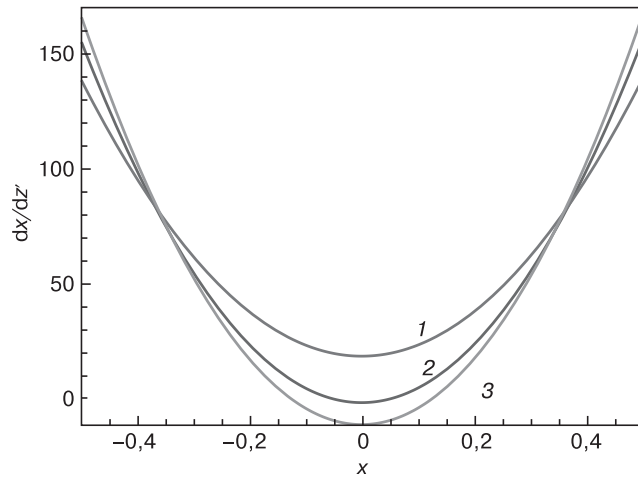


Рис. 2. Зависимости производной dx/dz' от x при $j_1 = 28,86$, $E = 75000 \text{ В/см}$ для разных значений j'_z : 1 — 10,86; 2 — 28,86; 3 — 58,86

женности электрического поля E_z . При $j'_z < j_1$ значение x_1 будет мнимым числом, а при $j'_z > j_1$ — вещественно и положительно.

На рис. 2 представлена зависимость производной dx/dz' от x для трех случаев: $j'_z < j_1$ (кривая 1); $j'_z = j_1$ (кривая 2); $j'_z > j_1$ (кривая 3).

Из рис. 2 следует, что при $j'_z < j_1$ доля дырок увеличивается при приближении к p -области (при увеличении z). При $j'_z > j_1$ имеется область, в которой доля дырочного тока уменьшается (производная отрицательна) при увеличении значения z .

Уравнение (15) можно переписать в следующем виде:

$$\left[\frac{1}{x - x_1} - \frac{1}{x + x_1} \right] dx = 2\kappa dz', \quad (18)$$

где

$$\kappa = x_1 j'_z \frac{2 + j'_z + N'}{2 + j'_z}.$$

Решение дифференциального уравнения (18) в аналитической форме можно получить только в

случае однородности электрического поля внутри i -области, в этом случае γ_1' не зависит от координаты z . Это допущение позволяет проинтегрировать уравнение (19) и на качественном уровне проанализировать особенности лавинного токопрохождения.

Поместим начало координат на границу раздела i - и p -областей ($z'(x(0)) = 0$) и будем считать, что в этой точке $x = x(0)$, тогда из формулы (18) получим

$$z'(x) = \frac{1}{2\kappa} \ln \frac{(x - x_1)[x(0) + x_1]}{[x(0) - x_1](x + x_1)},$$

обратная функция $x(z')$ примет вид

$$x(z') = x_1 \frac{x(0) + x_1 \text{th}(\kappa z')}{x_1 - x(0) \text{th}(\kappa z')}, \quad (19)$$

В случае слабого тока ($j'_z < j_1$) x_1 и κ будут мнимыми, тогда $x(z')$ в уравнении (19) можно выразить через тригонометрические функции, и они будут являться периодической функцией относительно координаты z' . При $j'_z > j_1$ x_1 и κ будут вещественными величинами, поэтому имеются три ветви монотонной зависимости $x(z')$ от z' . Первая ветвь (все x лежат в интервале $-1/2 < x < -x_1$) и третья (все x лежат в интервале $x_1 < x < 1/2$) описывают увеличение доли дырок в полном токе j'_z в i -области при возрастании z' (при приближении к p -области). Во второй ветви ($-x_1 < x < x_1$) доля дырок в токе уменьшается при приближении к p -области.

Плотность электрического тока j'_z определяется из уравнения (19), если задать значения $x = x(0)$ на границе i -области с p -областью (т. е. в точке $z' = 0$) и на границе i -области с n -областью $x = x(-w')$, т. е. в точке $z' = -w'$. Поскольку в работе не учитывается тунелирование электронов из p -области в n -область через i -слой и свободных дырок из n - в p -область, а число центров генерации-рекомбинации уменьшается при уменьшении толщины i -области, то

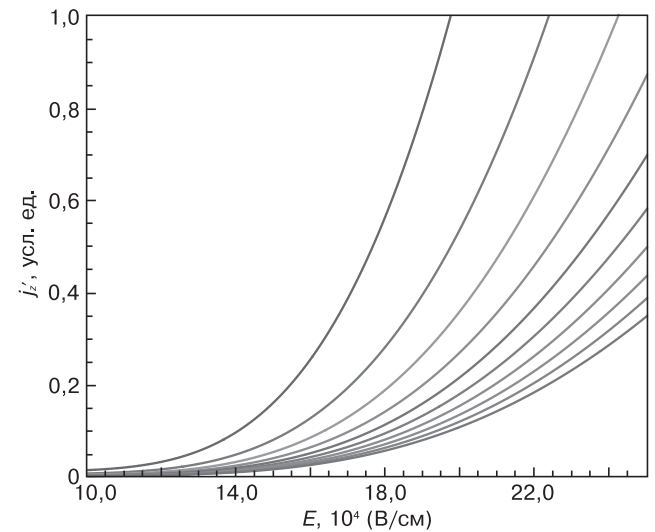


Рис. 3. Зависимости плотности тока j'_z от напряженности электрического поля E_z для $x(0) = 0,1$ и $x(-w') = 0,1; 0,09; 0,08; 0,07; 0,06; 0,05; 0,04; 0,03; 0,02; 0,01; 0$

получаем, что при фиксированной напряженности электрического поля результирующий ток падает при уменьшении толщины слоя. Поскольку выражение для плотности электрического тока j'_z зависит от $x(-w)$ и $x(0)$, то вид вольт–амперных характеристик зависит от технологических характеристик состояния границ i -слоя. На рис. 3 представлены рассчитанные вольт–амперные характеристики для $x(0) = 0,1$ и нескольких значений $x(-w)$. Крайняя верхняя кривая соответствует $x(-w) = 0,1$, а крайняя нижняя — $x(-w) = 0$. На вертикальной оси отложены значения плотности электрического тока в безразмерных величинах j'_z , а на горизонтальной — напряженность электрического поля E_z .

Если допустить, что в реальных n – i – p -структурах границы раздела не однородны, т. е. имеется целый набор микрообластей с различными значениями $x(0)$ и $x(-w)$, то появляется большой набор близких зависимостей тока от прикладываемого напряжения. При малых электрических полях эти зависимости близки и мало различимы. В области сильных электрических полей возможен переход структуры с одной кривой зависимости тока от напряженности электрического поля на другую при большом изменении электрического поля, но малом изменении тока. В этом случае возможно возникновение микроплазмы — неоднородных распределений тока, и как результат образование сложных пространственных распределений тока и гистерезис [10, 11].

Заключение

Показано, что учет процессов генерации и рекомбинации носителей заряда при прохождении тока в обратно смещенных n – i – p -структурах позволяет заключить, что в стационарном состоянии

соотношение между свободными электронами и дырками в полном токе меняется внутри i -слоя. Вид вольт–амперных характеристик зависит от соотношения между электронами и дырками на границах i -слоя, являющегося технологической характеристикой. С помощью численного моделирования, проведенного в работе, установлено также, что при прохождении тока через тонкие слои умножения необходимо учитывать туннелирование электронов из p - в n -область, и наоборот: дырок из n - в p -область через i -слой.

Библиографический список

1. Грехов, И. В. Лавинный пробой p – n -перехода в полупроводниках / И. В. Грехов, Ю. Н. Серёжкин. – Л.: Энергия, 1980.
2. Гафийчук, В. В. Микроплазмы в идеально однородных p – i – n -структурах. / В. В. Гафийчук, Б. И. Дацко, Б. С. Кернер, В. В. Осипов // ФТП. – 1990. – Т. 24, № 4. – С. 724.
3. Rodin, P. Tunneling-assisted impact ionization fronts in semiconductors / P. Rodin, U. Ebert, W. Hundsdorfer, I. Grekhov // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 92, N 2. – P. 958–964.
4. Кюрегян, А. С. О механизме пробоя p – n переходов при больших скоростях нарастания обратного смещения / А. С. Кюрегян // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т. 31, вып. 24. – С. 11–19.
5. Грехов, И. В. О модели мультистримерного переключения высоковольтных кремниевых p – n -переходов за порогом зинеровского пробоя / И. В. Грехов, И. П. Родин // Письма в ЖТФ. – 2007. – Т. 33, вып. 4. – С. 87–94.
6. Шелль, Э. Самоорганизация в полупроводниках. Неравновесные фазовые переходы в полупроводниках, обусловленные генерационно–рекомбинационными процессами. / Э. Шелль – М.: Мир, 1991. – 464 с.
7. Милнс, А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. / А. Милнс. – М.: Мир, 1977. – 124 с.
8. Ландау, Л. Д. Квантовая механика. Нерелятивистская механика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Наука, 1989. – 761 с.
9. Levinshtein, M. Breakdown phenomena in semiconductors and semiconductor devices / M. Levinshtein, J. Kostamovaara, S. Vainshtein. – Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2005.
10. Астров, Ю. А. Токовые структуры в Si(Zn). / Ю. А. Астров // ФТП. – 1993. – Т. 27, № 11/12. С. 1971–1989.
11. Астров, Ю. А. Исследование структуры токовых нитей в Si(Zn) / Ю. А. Астров, С. А. Хореев // ФТП. – 1993. – Т. 27, № 11/12. – С. 1024–1029.



МИСиС

ИЗДАТЕЛЬСКИЙ ДОМ



Научно-образовательные центры МИСиС

Издательский Дом МИСиС предлагает:

Научно–образовательные центры МИСиС / Колл. авторов. – М.: Издательский дом МИСиС, 2010. – 176 с. ISBN 978–5–87623–363–9

Представлена информация о научно–образовательных центрах различного профиля Национального исследовательского технологического университета «МИСиС», ориентированных на потребителя как научной продукции, так и образовательных услуг. Подобные центры — новая форма организации научно–исследовательской и учебной работы в системе высшего образования в современных рыночных условиях.

Книга представляет большой интерес для научных и инженерно–технических работников, производителей наукоемкой продукции и специалистов, занятых в областях разработки новых материалов и высоких технологий, а также для руководителей организаций и предприятий, заинтересованных в целевой подготовке высококвалифицированных специалистов.

Книгу можно приобрести за наличный и безналичный расчет

Адрес: Ленинский проспект, д. 4, главный корпус МИСиС, цокольный этаж.
Тел.: (495) 638–44–28,
(495) 638–45–31