

$L_n$ . Считая в первом приближении отсчеты наблюдаемого процесса  $r_i(t)$  независимыми, получим:

$$\ln L[r_i(t)] = \frac{1}{T} \int_0^T [\ln w_1(r_i) - \ln w_0(r_i)] dt. \quad (6)$$

Структурная схема обнаружения полосовой помехи приведена на рисунок 2.

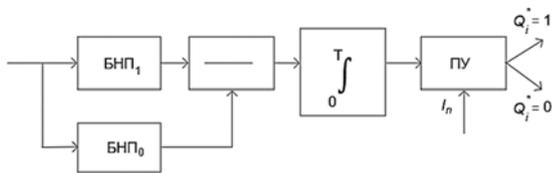


Рисунок 2 – Обнаружитель узкополосной помехи:  
БНП<sub>1</sub> – безынерционный нелинейный преобразователь с амплитудной характеристикой  $\ln w_1(r_i)$ ;  
БНП<sub>0</sub> – безынерционный нелинейный преобразователь с амплитудной характеристикой  $\ln w_0(r_i)$ ;  
T – время накопления

Определение параметра  $Q_i^* = \{0,1\}$  необходимо для дальнейшей обработки смеси  $r_i(t)$  с целью получения оценки узкополосной помехи  $y_i^*(t)$  и ее компенсации. Оценка  $y_i^*(t)$  может

быть сформирована на основе нелинейного преобразования  $r_i(t)$ . При  $Q_i^* = 1$  имеем:

$$r_i(t) = y_i(t) + n_{0i}(t) + S_i(t) = y_{0i}(t) + S_i(t), \quad (7)$$

где  $y_{0i}(t) = y_i(t) + n_{0i}(t)$  – сумма узкополосной помехи и гауссовского шума  $n_{0i}(t)$ .

При независимых значениях  $n_{0i}(t)$  и  $y_i(t)$  плотность распределения вероятностей  $w_y(y_{0i})$  определяется сверткой ПРВ  $w(y_i)$  и ПРВ  $w(n_{0i})$ . Учитывая, что сигнал  $S_i(t)$  предполагается слабым по сравнению с  $y_{0i}(t)$ , можно определить характеристику безынерционного нелинейного преобразования, обеспечивающего наилучшую компенсацию помехи  $y_{0i}(t)$  и выделения сигнала  $S_i(t)$  с наибольшим отношением сигнал/помеха.

#### Литература

1. Тихонов В.И. Оптимальный прием сигналов. – М.: Радио и связь, 1983. – 512 с.
2. Чердынцев В.А., Деев Н.А. Подавление комплекса помех в каналах связи / В.А. Чердынцев, Н.А. Деев // Известия Белорусской инженерной академии. – 2002. – № 2. – С. 31–36.

УДК 621.382.2

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАТНОЙ ВЕТВИ ВОЛЬТАМЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНИЕВОГО ДИОДА МНОГОЧАСТИЧНЫМ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Борздов А.В.<sup>1</sup>, Борздов В.М.<sup>1</sup>, Кучинский П.В.<sup>2</sup>, Петлицкий А.Н.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет  
Минск, Республика Беларусь

<sup>2</sup>Институт прикладных физических проблем имени А.Н. Севченко БГУ  
Минск, Республика Беларусь

<sup>3</sup>ОАО «Интеграл» – управляющая компания холдинга «Интеграл»  
Минск, Республика Беларусь

Строгое численное моделирование вольтамперных характеристик кремниевых диодов с р-п-переходом является на сегодняшний день актуальной задачей в связи с необходимостью прогнозирования напряжения пробоя прибора с заданными конструктивно-технологическими параметрами, а также для изучения шумовых характеристик диодов в предпробойном режиме. Для адекватного моделирования работы диодов при обратном смещении необходим учет физических процессов, приводящих к генерации носителей заряда в области пространственного заряда р-п-перехода. В связи с уменьшением геометрических размеров приборных структур и увеличением уровней легирования их рабочих областей существенно важным является учет процессов генерации носителей заряда, обусловленных межзонным туннелированием и лавинным умножением вследствие ударной ионизации. Также вследствие наличия дефектов в ре-

альной кристаллической структуре кремния существенное влияние на рабочие характеристики диода может оказывать процесс генерации-рекомбинации носителей заряда через ловушки [1, 2].

В настоящей работе представлены результаты моделирования обратной ветви вольтамперной характеристики кремниевго диода многочастичным методом Монте-Карло. Данный метод является весьма эффективным при решении подобных задач, поскольку позволяет учесть все наиболее важные процессы рассеяния электронов и дырок в полупроводнике и процессы генерации-рекомбинации носителей заряда. Метод также позволяет включить эффекты, связанные с необходимостью учета полной зонной структуры полупроводника [3].

При моделировании процессов переноса электронов и дырок в диоде, а также для расчета электрического потенциала и напряженности

электрического поля используется так называемое одномерное приближение. В этом случае полагается, что поперечные размеры диода намного больше расстояния между электродами в направлении, перпендикулярном плоскости р-п-перехода. Тогда краевыми эффектами можно пренебречь и в рамках самосогласованного моделирования решается одномерное уравнение Пуассона вдоль направления, перпендикулярного плоскости р-п-перехода. Изменение напряженности электрического поля и электростатического потенциала в поперечном сечении структуры не учитывается. Контакты электродов с кремнием моделируются как идеальные омические.

В рамках самосогласованного моделирования процессов переноса на основе многочастичного метода Монте-Карло применяется так называемый метод частиц, когда реальный ансамбль электронов и дырок заменяется ансамблем частиц с некоторым эффективным зарядом, большим элементарного. Основы метода частиц, в частности применительно к моделированию полупроводниковых приборов, изложены в [4]. В рамках этого подхода рассчитывается объемная плотность подвижного заряда, входящая в уравнение Пуассона. Уравнение Пуассона решается через определенные интервалы времени, называемые временем коррекции поля. Величина времени коррекции поля является достаточно малой и определяется, в частности, размерами и уровнями легирования моделируемых областей.

Процессы переноса электронов и дырок рассматриваются в рамках аналитического описания законов дисперсии с учетом эффекта непараболичности в зоне проводимости и валентной зоне, соответственно. Включаются процессы рассеяния электронов и дырок на акустических и оптических фононах, рассеяние на ионизированной примеси и межзонная ударная ионизация. Перенос электронов учитывался в  $X$  и  $L$ -долинах, а перенос дырок – в зоне тяжелых и легких дырок, а также в спин-отщепленной зоне [5].

Процессы ударной ионизации электронами и дырками рассматриваются как дополнительные механизмы рассеяния в соответствии с моделями, основанными на расчете интенсивностей этих процессов с учетом полной зонной структуры кремния [6, 7].

На данный момент существует ряд моделей процесса межзонного туннелирования, используемых как для расчета электрических характеристик приборных структур в рамках дрейфодиффузионного подхода, так и методом Монте-Карло [1–3]. При расчетах нами использовалась модель, описанная в [1, 2]. В соответствии с этой моделью скорость генерации-рекомбинации при межзонном туннелировании  $R_{\text{btt}}$  определяется как:

$$R_{\text{btt}} = ADE^p \exp(-B/E), \quad (1)$$

где  $E$  – локальная напряженность электрического поля,  $p = 2,5$ , а  $A$ ,  $D$  и  $B$  – параметры, значения которых обсуждаются в [1–3].

Скорость генерации-рекомбинации через ловушки  $R_{\text{trap}}$  определяется в соответствии с моделью [1] и имеет следующий вид

$$R_{\text{trap}} = (1 + \Gamma(E)) R_{\text{SRH}}, \quad (2)$$

где  $\Gamma$  – функция, зависящая от локального электрического поля и учитывающая туннелирование через ловушки в зависимости от концентрации носителей, захваченных ловушками, а  $R_{\text{SRH}}$  – скорость генерации-рекомбинации в соответствии со стандартной моделью Шокли-Рида-Холла.

Формулы (1)–(2) используются для расчета объемной плотности заряда сгенерированного в единицу времени. Сгенерированный заряд преобразуется в электронные и дырочные частицы в соответствии с алгоритмом метода частиц.

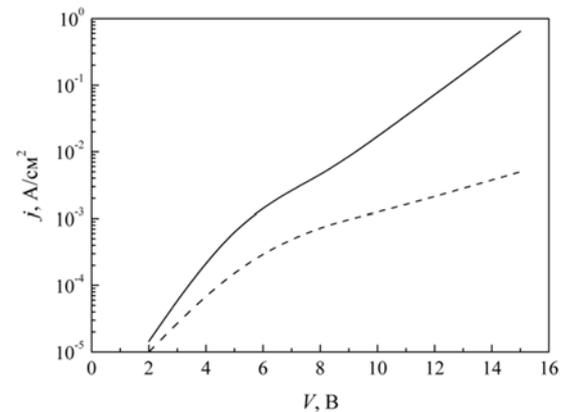


Рисунок 1 – Зависимость плотности тока в диоде от обратного напряжения между электродами: сплошная кривая – с учетом межзонного туннелирования; штриховая – без учета этого процесса

На рисунке 1 в качестве примера представлены рассчитанные зависимости плотности тока в диоде  $j$  от обратного напряжения между электродами  $V$ . Температура моделирования равна 300 К. р-п-переход полагается резким. Уровни легирования  $n$ - и  $p$ -областей составляют  $10^{25}$  и  $5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$  соответственно. В данном случае уровень легирования  $n$ -области взят на порядок меньшим, чем в расчетах [2] с целью более эффективного использования машинного времени при реализации метода частиц, описанного выше.

Сплошная кривая на рисунке 1 соответствует расчетам, включающим генерацию носителей заряда в соответствии со всеми перечисленными механизмами, а штриховая кривая соответствует расчетам без учета межзонного туннелирования, определяемого формулой (1). Необходимо отметить, что выражение (2) для скорости генерации через ловушки включает такие параметры, как время жизни носителей заряда и уровни

энергии ловушек. В качестве модельного приближения в [2] полагается, что уровни энергии ловушек совпадают с серединой запрещенной зоны, а величины таких параметров, как времена жизни носителей выбираются исходя из наилучшего согласия рассчитанных значений плотности тока с экспериментальными данными. В наших расчетах мы не ставили задачи детального исследования этой проблемы и ограничились определенным диапазоном значений этих параметров в соответствии с [2]. При этом во всех случаях степень влияния генерации носителей заряда через ловушки на величину плотности тока оказалась существенно меньшей, чем генерации путем межзонного туннелирования.

Таким образом, результаты численного моделирования на основе многочастичного метода Монте-Карло позволяют сделать вывод о том, что в рассматриваемых условиях важнейшим механизмом, влияющим на ток диода при обратном смещении на электродах, является межзонное туннелирование. При этом расчеты показали, что лавинное умножение происходит в основном вследствие ударной ионизации носителями, сгенерированными в области пространственного заряда в результате межзонного туннелирования.

УДК 621.382

## КОРРЕКЦИЯ ЭЛЕКТРОТЕПЛОЙ МОДЕЛИ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ РАСТЕКАНИЯ ТЕПЛА В МОЩНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ

Бумай Ю.А., Васьков О.С., Нисс В.С.

Белорусский национальный технический университет  
Минск, Республика Беларусь

Методом тепловой релаксационной дифференциальной спектроскопии (ТРДС) с использованием непрерывных и дискретных спектров теплового сопротивления во временной области [1] проведен анализ электротепловой модели мощных полупроводниковых приборов. Исследовались тепловые параметры микросхем линейных стабилизаторов напряжения 5318EP-015, в металлокерамическом корпусе H02.8-1B.

Известно, что переходная зависимость кумулятивного теплового сопротивления  $R^*$  с несколькими временами релаксации  $\tau_i$ , (при распространении тепла по элементам структуры прибора с тепловыми сопротивлениями  $r_i$ ) при нагревании образца имеет вид:

$$R^*(t) = \sum_i^n r_i \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right)\right). \quad (1)$$

На рисунке 1 представлена временная зависимость кумулятивного теплового сопротивления  $R^*$  микросхемы линейного стабилизатора напряжения 5318EP-015.

Структуру теплового сопротивления определим из дифференциального спектра первого порядка во временной области [2]:

## Литература

1. Hurkx G.A.M. A new analytical diode model including tunneling and avalanche breakdown / G.A.M. Hurkx [et al.] // IEEE Trans. Electron Devices. – 1992. – Vol. 39, no. 9. – P. 2090–2098.
2. Hurkx G.A.M. A new recombination model for device simulation including tunneling / G.A.M. Hurkx, D.B.M. Klaassen, M.P.G. Knuvers // IEEE Trans. Electron Devices. – 1992. – Vol. 39, no. 2. – P. 331–338.
3. Jiao Y. Comparison of band-to-band tunneling models in Si and Si-Ge junctions / Y. Jiao [et al.] // Journal of Semiconductors. – 2013. – Vol. 34, no. 9. – P. 092002-1–092002-5.
4. Хокни Р. Численное моделирование методом частиц: пер. с англ / Р. Хокни, Дж. Иствуд. – М.: Мир, 1987. – 640 с.
5. Борздов В.М. Оценка эффективной пороговой энергии межзонной ударной ионизации в глубокосубмикронном кремниевом n-канальном МОП-транзисторе / В.М. Борздов [и др.] // Микроэлектроника. – 2014. – Т. 43, № 3. – С. 188–192.
6. Kamakura, Y. Impact ionization model for full band Monte Carlo simulation / Y. Kamakura [et al.] // J. Appl. Phys. – 1994. – Vol. 75, no. 7. – P. 3500–3506.
7. Kunikiyo T. A model of impact ionization due to the primary hole in silicon for a full band Monte Carlo simulation / T. Kunikiyo [et al.] // J. Appl. Phys. – 1996. – Vol. 79, no. 10. – P. 7718–7725.

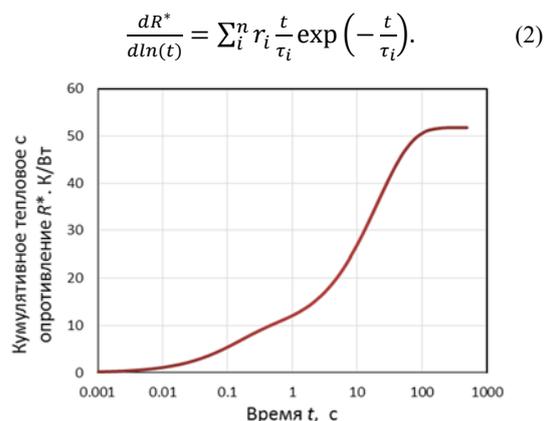


Рисунок 1 – Зависимость кумулятивного теплового сопротивления  $R^*$  от времени разогрева образца

Как видно из рисунка 2 непрерывный спектр микросхемы 5318EP-015 имеет две характерные области (два пика), обозначенные  $R1$  и  $R2$ , которые можно идентифицировать как тепловое сопротивление посадки кристалла и переходной границы корпус-окружающая среда [3]. Аппроксимация с двумя временами релаксации  $\tau_i$  для