

нирования помещений, в которых функционирует большое количество единиц радиоэлектронных приборов, а также плиты, предназначенные для фиксации на стенах помещений, экранированных с помощью металлических листов.

Благодарности. Исследования выполнялись по заданию 1.30 «Получение композиционных порошковых структур на основе переходных металлов, исследование их поглощающих свойств в

СВЧ-диапазоне» в рамках ГПНИ «Физическое материаловедение, новые материалы и технологии» (Физматтех), подпрограмма «Материаловедение и технологии материалов» (Маттех).

Литература

1.ГОСТ 20271.1-91 Изделия электронные СВЧ. Методы измерения электрических параметров.

УДК 621.382.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ШУМОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СУБМИКРОННОГО КРЕМНИЕВОГО ДИОДА С n^+ - p ПЕРЕХОДОМ МНОГОЧАСТИЧНЫМ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Борздов А.В.¹, Борздов В.М.¹, Кучинский П.В.²

¹Белорусский государственный университет
Минск, Республика Беларусь

²Научно-исследовательское учреждение «Институт прикладных физических проблем имени А.Н. Севченко» БГУ
Минск, Республика Беларусь

На сегодняшний день изучение влияния шумов на электрические характеристики полупроводниковых приборов является актуальной задачей. В данной работе представлено исследование временных флуктуаций плотности тока в канале кремниевого диода с n^+ - p -переходом. В такого рода приборных структурах флуктуации тока обусловлены процессами рассеяния носителей заряда и электрическими полями, определяющими дрейфовую скорость носителей, а также флуктуацией числа носителей заряда в структуре, в частности за счет процессов их генерации и рекомбинации. Исследование проведено на основе численного моделирования процессов переноса электронов и дырок в диоде многочастичным методом Монте-Карло. Данный метод является весьма эффективным при решении подобных задач и к настоящему времени нашел широкое применение для моделирования шумовых характеристик интегральных диодных и транзисторных структур [1–4].

Моделирование флуктуаций плотности тока в кремниевом диоде проведено для случая, когда между электродами поддерживается постоянное напряжение. Также на данном этапе мы ограничились рассмотрением режима прямого смещения p -перехода.

Моделируемая область диода схематически представлена на рис. 1. Длина n^+ -области $W_1 = 0.3$ мкм, длина p -области $W_2 = 0.4$ мкм. Уровни легирования n^+ и p -областей равны 10^{23} м^{-3} и $5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, соответственно. Результаты моделирования получены для температуры кристаллической решетки кремния, равной 300 К.

При разработке алгоритма моделирования процессов переноса электронов и дырок в диоде приняты следующие допущения. Полагается, что

поперечные размеры диода намного больше расстояния между электродами $W = W_1 + W_2$. В этом случае можно использовать так называемое одномерное самосогласованное моделирование, предполагающее решение одномерного уравнения Пуассона вдоль оси Z . Изменение напряженности электрического поля и электростатического потенциала в поперечном сечении структуры не рассматривается. Контакты электродов с кремнием моделируются как идеальные омические.

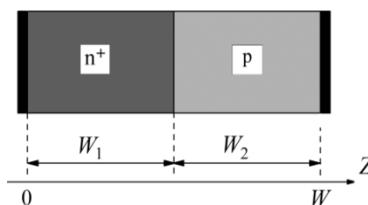


Рисунок 1 – Моделируемая область диода

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 применительно к моделированию полупроводниковых приборов изложены в монографии [5]. В рамках этого подхода рассчитывается объемная плотность подвижного заряда, входящая в уравнение Пуассона. Уравнение Пуассона решается через определенные малые интервалы времени, часто называемые временем коррекции поля. Величина времени коррекции поля определяется, в частности, размерами и уровнями легирования моделируемых областей. В случае рассматриваемого

диода величина времени коррекции поля составляет 10^{-14} с.

Процессы переноса электронов и дырок рассматриваются в рамках аналитических законов дисперсии с учетом эффекта непараболичности в зоне проводимости и валентной зоне, соответственно. Учитываются 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 [6]. Процессы ударной ионизации электронами и дырками рассматривались в соответствии с моделями, основанными на расчете интенсивностей этих процессов с учетом полной зонной структуры кремния [7, 8].

На рис. 2 представлены несколько рассчитанных зависимостей плотности тока в диоде от времени при различных напряжениях между электродами V . Для примера на данном рисунке рассмотрен интервал моделирования от 100 до 150 пс. В качестве спектральной характеристики шумов часто используется спектральная плотность токовых флуктуаций в приборной структуре [2].

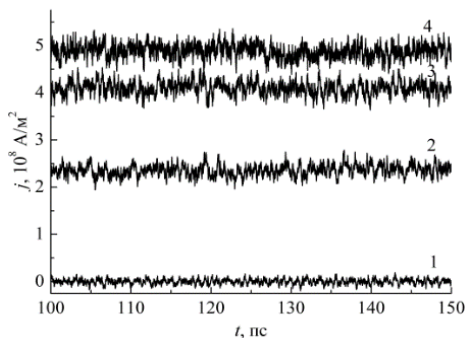


Рисунок 2 – Плотность тока в диоде при различных напряжениях между электродами: кривая 1 – $V = 0.5$ В; 2 – $V = 1$ В; 3 – $V = 2$ В; 4 – $V = 3$ В

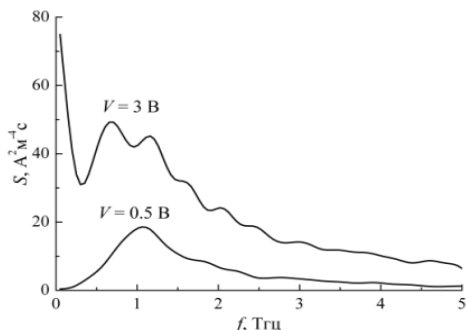


Рисунок 3 – Спектральные плотности токовых флуктуаций в диоде

На рис. 3 представлены рассчитанные спектральные плотности флуктуаций плотности тока в диоде для напряжения $V = 0.5$ В, когда процессы лавинного умножения несущественны, и $V = 3$ В, когда эти процессы уже значительны.

Спектральные плотности S флуктуаций плотности тока в диоде определяются с помощью следующего выражения:

$$S(f) = 4 \int_0^{\infty} C(t) \cos(2\pi ft) dt, \quad (1)$$

где автокорреляционные функции $C(t)$ рассчитываются следующим образом:

$$C(t) = \langle \delta j(0) \delta j(t) \rangle. \quad (2)$$

В (2) $\delta j(t) = j(t) - \langle j \rangle$ – флуктуации суммарной плотности тока. Усреднение проводится по времени. Для расчета приведенных спектральных плотностей токовых флуктуаций в диоде общий интервал времени моделирования составил 2.5 нс.

Как видно из рис. 3, спектральная плотность токовых флуктуаций при небольшом значении напряжения $V = 0.5$ В имеет максимум на частоте $f \approx 1.1$ ТГц, что примерно соответствует плазменной частоте электронов в n^+ -области, являющихся основными носителями заряда в данном диоде [2]. Для большего значения напряжения ($V = 3$ В) спектральная плотность имеет более сложный характер, в частности максимум смещается в область частот $f < 0.5$ ТГц. Также появляются локальные максимумы для более высоких частот. Такое поведение спектральной плотности токовых флуктуаций может быть обусловлено разогревом электронного и дырочного газов и особенностями процессов рассеяния горячих носителей заряда, а также включением лавинного умножения носителей в результате ударной ионизации. С увеличением напряжения между электродами также увеличивается интенсивность рассеяния электронов с их переходами в L -долину, что в свою очередь оказывает существенное влияние на шумовые характеристики диода. Таким образом, численное моделирование на основе многочастичного метода Монте-Карло позволяет изучать и проводить анализ влияния различных физических источников шума на рабочие характеристики приборов.

Литература

1. Zimmerman, J. Application of Monte Carlo techniques to hot carrier diffusion noise calculation in unipolar semiconducting components / J. Zimmerman, E. Constant // Solid-State Electron. – 1980. – Vol. 23. – P. 915–925.
2. Martin, M.J. Analysis of current fluctuations in silicon pn+ and p+n homojunctions / M.J. Martin, J.E. Velazques, D. Pardo // J. Appl. Phys. – 1996. – Vol. 79, No. 9. – P. 6975–6981.

3. Reklaitis, A. Monte Carlo investigation of current voltage and avalanche noise in GaN double-drift impact diodes / A. Reklaitis, L. Reggiani // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 97. – P. 043709-1–043709-8.

4. Rengel, R. A microscopic interpretation of the RF noise performance of fabricated FD SOI MOSFETs / R. Rengel [et al.] // IEEE Trans. Electron Devices. – 2006. – Vol. 53, no. 3. – P. 523–532.

5. Хокни, Р. Численное моделирование методом частиц: пер. с англ. / Р. Хокни, Дж. Иствуд. – М.: Мир, 1987. – 640 с.

6. Борздов, В.М. Оценка эффективной пороговой энергии межзонной ударной ионизации в глубоко-субмикронном кремниевом n -канальном МОП-транзисторе / В.М. Борздов [и др.] // Микроэлектроника. – 2014. – Т. 43, № 3. – С. 188–192.

7. 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.

8. 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.

УДК 621.382

АНАЛИЗ ТЕПЛОВЫХ ПАРАМЕТРОВ ЛИНЕЙНЫХ СТАБИЛИЗАТОРОВ НАПРЯЖЕНИЯ

Бумай Ю.А.¹, Васьков О.С.¹, Нисс В.С.¹, Грибович В.В.², Цивако А.А.²

¹Белорусский национальный технический университет
Минск, Республика Беларусь

²ОАО «ИНТЕГРАЛ» – управляющая компания холдинга «ИНТЕГРАЛ»
Минск, Республика Беларусь

С использованием релаксационного импеданс–спектрометра [1] тепловых процессов проведены измерения тепловых параметров линейных стабилизаторов напряжения. Исследовались 10 образцов микросхем 5318EP-015 (рис. 1а), в металлокерамическом корпусе Н02.8-1В, распределенные на три группы (I, II, III) в соответствии с типом посадки кристалла (разным видом клея). Вторая группа содержала четыре образца, остальные по три. Обозначения образцов: номер образца в группе, s – разделитель, номер группы. Например, 4s2G – образец с номером 4 второй группы. Также, для сравнения, определялся спектр теплового сопротивления стабилизатора KP1181EH5A (рис. 1б) в пластмассовом корпусе КТ-26 (ТО-92).



Рисунок 1 – Вид микросхем 5318EP-015 (а) и KP1181EH5A (б)

Анализ структуры теплового сопротивления образцов производился методом тепловой релаксационной дифференциальной спектрометрии [2, 3]. Из анализа временной зависимости температуры активной области (полученной из изменения прямого смещения на полупроводниковом переходе) определялось внутреннее тепловое сопротивление микросхемы и его структура в виде дифференциального спектра (зависимости теплового сопротивления элементов структуры микросхемы и внешнего теплоотвода от времени тепловой релаксации). Дифференциальный спектр определялся на основе производных высшего по-

рядка динамического теплового импеданса и соответствует модели Фостера. Анализ растекания теплового потока в исследуемых структурах проводился на основе концепции тепловой эффузии. Из послонных значений компонентов теплового сопротивления и тепловой емкости, определялось значение эффективной площади S_e^* (площади сечения теплового потока) исследуемых микросхем.

На рис. 2 приведены сравнительные спектры теплового сопротивления R_{th} и профили растекания теплового потока (зависимости площади сечения теплового потока (S_e от времени) в исследованных образцах. Из рис. 2 видно, что микросхема 5318EP-015 (образец 4s2G, временной интервал 0,001-1 с) имеет более высокий уровень внутреннего теплового сопротивления R_{jc} , в то время как KP1181EH5A – внешнего теплового сопротивления R_{ca} (пик находится во временном интервале 10–20 с).

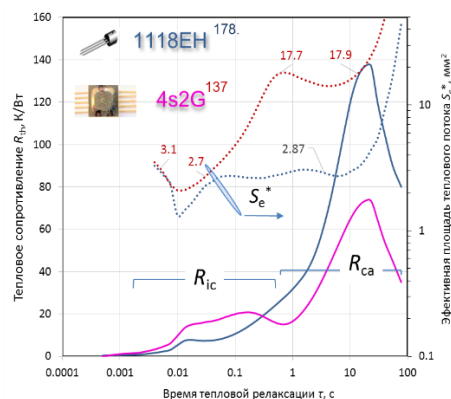


Рисунок 2 – Спектры полного теплового сопротивления R_{ja} (p - n переход – воздух), а также профили растекания тепла (пунктирная линия) S_e для микросхем 5318EP-015 и KP1181EH5A, (а)