

УДК 621.382.323

*Д.С. СПЕРАНСКИЙ, А.В. БОРЗДОВ***РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОЙ ПОРОГОВОЙ ЭНЕРГИИ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ
В КАНАЛЕ ГЛУБОКО СУБМИКРОННОГО МОП-ТРАНЗИСТОРА**

In the frame of Keldysh impact ionization model the calculation of effective threshold energy for silicon MOSFET with 100 nm channel length by means of ensemble Monte-Carlo simulation is performed. The possibility of impact ionization rate treatment with one-parameter Keldysh model in pre-breakdown and breakdown transistor operation mode using calculated effective threshold energy value is proposed.

С уменьшением линейных размеров активных элементов ИС, и в частности МОП-транзисторов, важнейшее значение при их численном моделировании приобретает строгий учет процесса межзонной ударной ионизации (УИ), который в условиях сильных электрических полей может иметь вели-

чину интенсивности (вероятности рассеяния в единицу времени), большую или сравнимую с интенсивностями других, включаемых в модель переноса процессов (рассеяние на акустических и оптических фононах, ионизированной примеси и плазмонах).

Одним из наиболее эффективных методов моделирования электрофизических свойств интегральных приборных структур, в частности кремниевых субмикронных n -канальных МОП-транзисторов, позволяющих учитывать особенности электрических полей в их канале, является метод Монте-Карло [1–3]. Важнейшее преимущество этого метода состоит в возможности включения в модель переноса носителей заряда в сильно неоднородном поле любого значимого механизма рассеяния со сколь угодно сложным физико-математическим описанием его интенсивности. Кроме того, для глубоко субмикронных приборов с длиной канала 0,1 мкм и менее в алгоритме Монте-Карло естественным образом можно учесть квазибаллистический и баллистический характер пролета отдельных носителей через канал [1, 3].

Известно, что межзонная УИ имеет пороговый характер. В простейшем случае величину пороговой энергии E_{th} можно оценить, используя законы сохранения энергии и импульса, минимизируя при этом энергию «конечных» частиц. На основании этого, в частности, было показано, что для двух простых

параболических зон $E_{th} \approx \frac{3}{2} E_g$, где E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника [4]. Однако при

более строгом моделировании процесса УИ в кремнии и приборных структурах на его основе следует учитывать, что его энергетические зоны обладают сложной структурой, что весьма существенно при достаточно больших энергиях носителей заряда. В этой связи отметим, что в [5] был предложен метод оценки пороговых энергий ионизации для ряда полупроводников с учетом любой зонной структуры. Там же была учтена возможность существования нескольких значений пороговых энергий и сделан вывод о том, что средняя или эффективная пороговая энергия носителей заряда E_{th}^{eff} в электрическом поле может зависеть от его напряженности.

Для включения процесса УИ в общий алгоритм моделирования методом Монте-Карло переноса заряда в полупроводниковом приборе необходимо прежде всего точное знание зависимости интенсивности УИ от энергии первичного носителя $W_{II}(E)$ [1, 3].

В [6] для оценки интенсивности УИ $W_{II}(E)$ получена следующая достаточно общая формула, широко известная в литературе как формула Келдыша:

$$W_{II}(E) = AW_{ph}(E_{th}) \left(\frac{E - E_{th}}{E_{th}} \right)^2, \quad (1)$$

где A – безразмерная постоянная, $W_{ph}(E_{th})$ – суммарная интенсивность рассеяния на фононах для электронов с энергией, равной пороговой.

В настоящее время авторы, применяющие формулу (1) для расчета интенсивности УИ в кремнии и кремниевых приборных МОП-структурах, для улучшения адекватности теоретических расчетов экспериментальным данным используют два подгоночных параметра A и E_{th} . В рамках модели Келдыша в зависимости от параметров A и E_{th} существует две разновидности общей модели – так называемые мягкого ($E_{th} = 1,2$ эВ) и жесткого ($E_{th} = 1,8$ эВ) порогов [7, 8]. Значение параметра A в данном случае может изменяться в широких пределах. В частности, для субмикронных МОП-транзисторов в литературе приводятся следующие значения этой константы: от $A = 0,01$ для мягкого до $A = 100$ для жесткого порогов [3, 7]. В этой связи в [1] и [9] показано, что лучшее приближение при аппроксимации экспериментальных данных по инжекции электронов в подзатворный окисел МОП-структуры дает модель мягкого порога.

На рис. 1 приведена зависимость $W_{II}(E)$, рассчитанная при температуре $T = 300$ К для значений параметров $A = 0,01$, $E_{th} = 1,2$ эВ.

Как следует из этого рисунка, монотонное возрастание зависимости $W_{II}(E)$ на несколько порядков при изменении энергии первичного носителя от 1,2 до 3 эВ свидетельствует о том, что средняя или эффективная пороговая энергия УИ может быть значительно больше минимального порога, приблизительно равного в кремнии при $T = 300$ К ширине запрещенной зоны (1,1 эВ). В этой связи в [10] было высказано предположение, что величина эффективной пороговой энергии может быть оценена на основе критерия максимального произведения интенсивности $W_{II}(E)$ и функции распределения электронов по энергии при значениях последней, больших значения E_{th} . Важно заметить, что в этом случае величина эффективной пороговой энергии УИ может, очевидно, трактоваться как такое значе-

ние энергии, при котором происходит максимальное число актов ударной ионизации в единицу времени для моделируемого ансамбля первичных электронов [11].

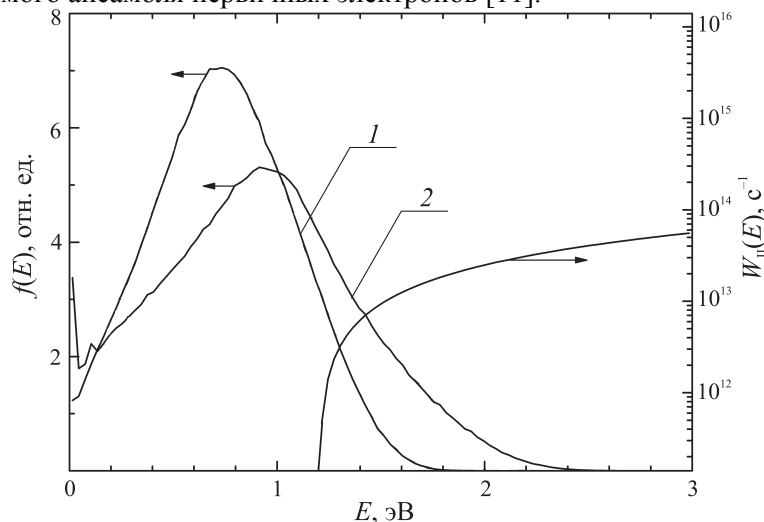


Рис. 1. Интенсивность рассеяния ударной ионизации $W_n(E)$ в канале транзистора для модели мягкого порога и функции распределения электронов $f(E)$ в зависимости от энергии электрона E для модели мягкого порога ($1 - V_D = 2$ В, $2 - V_D = 3$ В; $V_G = 2$ В)

В настоящей статье выполнен расчет интенсивностей процессов ударной ионизации в рамках модели Келдыша, а также функций распределения электронов в глубоко субмикронном n -канальном МОП-транзисторе, необходимых для определения эффективного значения пороговой энергии E_{th}^{eff} в его канале, оценка которого проводилась по критерию, предложенному в [10].

Конструктивно-технологические особенности и алгоритм моделирования такого транзистора описаны в [3, 12]. На рис. 2 схематически показано сечение прибора в плоскости XY .

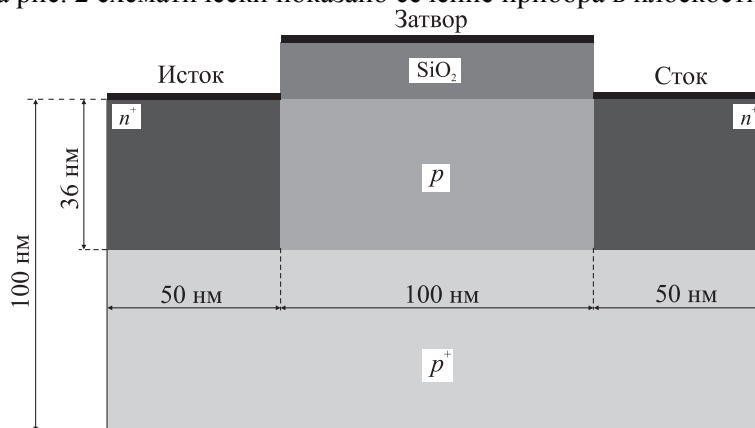


Рис. 2. Поперечное сечение моделируемого МОП-транзистора

Электронный перенос в зоне проводимости кремния моделировался в долинах X и L с учетом эффекта непараболичности. Учитывались следующие механизмы рассеяния: ударная ионизация, внутридолинное рассеяние электронов на акустических фононах и междолинное фононное рассеяние, рассеяние на ионизированной примеси, рассеяние на оптических фононах в долине L и рассеяние на плазмонах. Для упрощения модели переноса, как и в [7], дырки рассматривались в квазиравновесном приближении. Исток и сток моделировались как идеальные омические контакты. Материалом для металлического затвора являлся алюминий. Все расчеты были выполнены при температуре $T = 300$ К и следующих параметрах моделируемого прибора: длина канала транзистора 100 нм, толщина подзатворного окисла 10 нм, напряжение на затворе 1 и 2 В. Уровни легирования канала и подложки акцепторами составляли $5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ и 10^{24} м^{-3} соответственно, а контактных областей истока и стока донорами – $8 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$.

Функция распределения электронов по энергиям $f(E)$ при напряжении на стоке V_D , равном 2 и 3 В, и на затворе $V_G = 1$ В строилась в непосредственной близости от стока прибора, где процесс УИ протекает наиболее интенсивно (см. рис. 1).

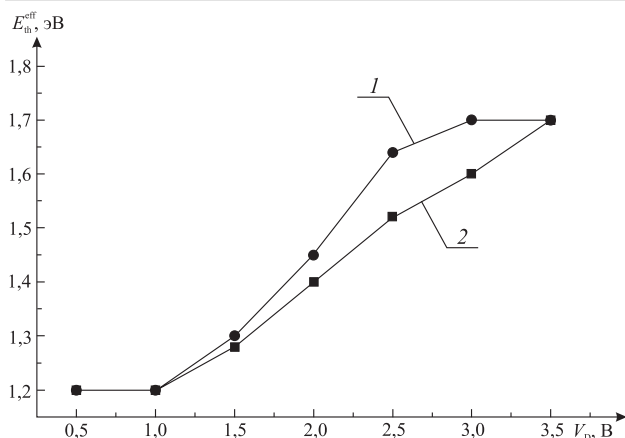


Рис. 3. Зависимость эффективной пороговой энергии E_{th}^{eff} от напряжения на стоке V_D для мягкого порога ($1 - V_G = 1$ В, $2 - V_G = 2$ В)

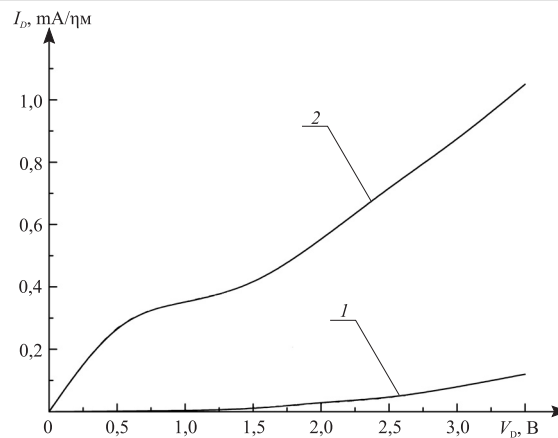


Рис. 4. Рассчитанные вольт-амперные характеристики МОП-транзистора с использованием модели мягкого порога ($1 - V_G = 1$ В, $2 - V_G = 2$ В)

На рис. 3 приведены зависимости E_{th}^{eff} от напряжения на стоке V_D при напряжении на затворе, равном 1 и 2 В. Выделим следующие характерные особенности этой зависимости:

- 1) интервал напряжений $0,5 \text{ В} \leq V_D \leq 1 \text{ В}$ соответствует области постоянного значения E_{th}^{eff} , которое не зависит от V_D и V_G и равно величине мягкого порога, т. е. $E_{th} = 1,2 \text{ эВ}$;
- 2) интервал напряжений $1 \text{ В} \leq V_D \leq 3,5 \text{ В}$ соответствует области монотонного роста эффективной пороговой энергии как для $V_G = 1 \text{ В}$, так и для $V_G = 2 \text{ В}$;
- 3) при напряжении $V_D = 3,5 \text{ В}$ пороговая энергия имеет одну и ту же величину $E_{th}^{eff} = 1,7 \text{ эВ}$ при V_G , равном 1 и 2 В.

Соответствующие вольт-амперные характеристики моделируемого МОП-транзистора представлены на рис. 4. Из рисунка следует, что область $V_D \leq 0,5 \text{ В}$ соответствует линейному режиму работы транзистора, интервал напряжений $0,5 \text{ В} \leq V_D \leq 1,25 \text{ В}$ — области насыщения, а интервал $1,25 \text{ В} \leq V_D \leq 3 \text{ В}$ — предпробойному режиму с дальнейшим выходом на пробой.

Таким образом, как показывает анализ представленных расчетов, при достаточно большом стоковом напряжении, когда в канале МОП-транзистора существует сильное электрическое поле, эффективная пороговая энергия возрастает и становится равной постоянной величине 1,7 эВ. Это можно объяснить тем, что самое сильное электрическое поле в канале локализовано вблизи его стоковой области (порядка 20 нм), и электроны за время свободного пробега приобретают энергию, достаточную для того, чтобы интенсивно производить акты ударной ионизации, протекающие не только по механизму мягкого порога, но и с учетом других возможных механизмов ударной ионизации [11]. Полученный нами результат очень хорошо согласуется с результатами работ [13] и [14], где эффективная пороговая энергия в объемном кремнии была рассчитана с учетом зависимости пороговой энергии от волнового вектора первичного электрона, а также было установлено, что в однородном электрическом поле с напряженностью $\leq 5 \cdot 10^7 \text{ В/м}$ эффективная пороговая энергия в объемном кремнии также равна 1,7 эВ, что значительно больше, чем величина мягкого порога. Это объяснялось следующим обстоятельством: учет реальной зонной структуры кремния ведет к тому, что только небольшая часть электронов с энергией, ненамного превышающей ширину его запрещенной зоны, может сразу же осуществить акт ударной ионизации, в то время как электроны с энергией, близкой к эффективному порогу, осуществляют его мгновенно.

В заключение следует отметить, что учет процесса ударной ионизации при численном моделировании методом Монте-Карло электрических характеристик глубоко субмикронных транзисторов в предпробойном и пробойном режимах работы, имеющих очень важное значение при разработке таких приборов, возможен в рамках однопараметрической модели Келдыша с одним-единственным подгоночным параметром A и известной пороговой энергией ударной ионизации, равной найденному в данной статье ее эффективному значению 1,7 эВ. Что касается параметра A , то оценивать его значения необходимо с учетом наличия реальных экспериментальных данных по инжекции электронов в подзатворный окисел [1, 14], а также данных по квантовому выходу или коэффициенту ударной

ионизации [13, 14]. Так, например, если воспользоваться результатами работы [14], в которой произведение оказалось равным $AW_{ph}(E_{th}) = 10^{15} \text{ с}^{-1}$, то с учетом того, что в нашей модели переноса $W_{ph}(E_{th}) = 10^{14} \text{ с}^{-1}$, параметр A будет иметь значение 10. Необходимо отметить также, что установление границ применимости предложенной однопараметрической модели УИ для глубоко субмикронных транзисторов в широком диапазоне изменения их проектных норм и режимов работы, близких к пробойному, требует дальнейших как теоретических, так и экспериментальных исследований.

1. Fischetti M., Laux S. // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 38. № 4. P. 9721.
2. Борздов В.М., Комаров Ф.Ф. Моделирование электрофизических свойств твердотельных слоистых структур интегральной электроники. Мн., 1999.
3. Борздов В.М., Жевняк О.Г., Комаров Ф.Ф., Галенчик В.О. Моделирование методом Монте-Карло приборных структур интегральной электроники. Мн., 2007.
4. Техника оптической связи. Фотоприемники / Под ред. У. Тсанга; Пер. с англ. М., 1988.
5. Anderson C.L., Crowell C.R. // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 5. № 6. P. 2267.
6. Келдыш Л.В. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. № 6. С. 1692.
7. Баннов Н.А., Казьмин О.И. // Микроэлектроника. 1989. Т. 18. Вып. 2. С. 112.
8. Галенчик В.О., Борздов А.В., Сперанский Д.С. // Вестн. БГУ. Сер. 1. 2006. № 2. С. 44.
9. Tang J.Y., Hess K. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. № 9. P. 5139.
10. Kane E.O. // Phys. Rev. 1967. Vol. 159. № 3. P. 624.
11. Сперанский Д.С., Борздов А.В., Борздов В.М., Комаров Ф.Ф. // Докл. НАН Беларуси. 2011. Т. 55. № 4. С. 45.
12. Vasileska D. // Phys. Status Solidi B. 2002. Vol. 233. № 1. P. 127.
13. Sano N., Aoki T., Yoshii A. // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 55. P. 1418.
14. Sano N., Tomizawa M., Yoshii A. // Там же. 1990. Vol. 56. P. 653.

Поступила в редакцию 02.03.12.

Дмитрий Сергеевич Сперанский – младший научный сотрудник НИЛ материалов и приборных структур микро- и нанoeлектроники.

Андрей Владимирович Борздов – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник НИЛ материалов и приборных структур микро- и нанoeлектроники.

(, |