

РАСЧЕТ СТАЦИОНАРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОРОТКОКАНАЛЬНЫХ МДП-ТРАНЗИСТОРОВ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ЛАВИННОГО УМНОЖЕНИЯ

С уменьшением размера приборов возникает необходимость учета эффектов лавинного умножения при их моделировании. К настоящему времени имеется целый ряд работ по численному моделированию МДП-транзисторов с учетом эффекта ударной ионизации [1—7]. В данной работе представлены результаты расчетов вольт-амперных характеристик (ВАХ) транзисторов с учетом эффекта лавинного умножения, выполненных по разработанной нами программе MOS2, являющейся развитием программы MOS1 [8]. В программе MOS2 реализован новый подход при расчете начального приближения перед входом в гуммельевские итерации, а для решения системы линейных уравнений с разреженной матрицей (решение конечно-разностных уравнений непрерывности и квазилинеаризованного уравнения Пуассона) применен иной метод неполной факторизации [9, 10] по сравнению с используемым в программе MOS1. В программе MOS2 были учтены эффекты сильного поля в рамках модели, предложенной в [3, 4]. В этой модели используются следующие приближения. Во-первых, электрическое поле считается однородным на расстоянии, на котором электрон набирает энергию, достаточную для начала ударной ионизации. При этом коэффициенты ударной ионизации являются экспоненциальными функциями локального электрического поля. Во-вторых, падение напряжения, возникающее при протекании тока, обусловленного лавинным умножением через подложку, моделируется с помощью введения эффективного сопротивления подложки R_B , т. е. ток через подложку считается чисто дрейфовым.

В программе MOS2 проводится численное решение системы двух уравнений переноса и уравнения Пуассона в диффузионно-дрейфовом приближении в прямоугольной области с соответствующими граничными условиями:

$$\operatorname{div} j_n = -q(G - R)_{th} - qG_A; \quad (1)$$

$$\operatorname{div} j_p = q(G - R)_{th} + qG_A; \quad (2)$$

$$\Delta\varphi = -(q/\epsilon)(p - n - \operatorname{Dop}), \quad (3)$$

где $j_n = -q\mu_n n \nabla\varphi + qD_n \nabla n$; $j_p = -q\mu_p p \nabla\varphi - qD_p \nabla p$; $(G - R)_{th}$ — генерационно-рекомбинационный член Шокли — Рида — Холла; G_A — генерационный член лавинного умножения:

$$G_A = \frac{|j_n|}{|q|} A_n \exp\left(-\frac{B_n |j_n|}{|E j_n|}\right) + \frac{|j_p|}{|q|} A_p \exp\left(-\frac{B_p |j_p|}{|E j_p|}\right).$$

Для уравнения Пуассона на нижней границе прямоугольной области ставилось краевое условие

$$\varphi = V_B = V_{Bo} - I_B R_B, \quad (4)$$

здесь I_B — ток в подложку (I_B зависит от V_B); V_{Bo} — напряжение на омическом контакте подложки; R_B — эффективное сопротивление подложки.

Введение такого граничного условия для потенциала позволяет уменьшить расчетную область, исключив нижнюю часть подложки до металлического контакта, но приводит к дополнительным итерациям по нелинейности граничного условия (4) при расчете каждой точки ВАХ.

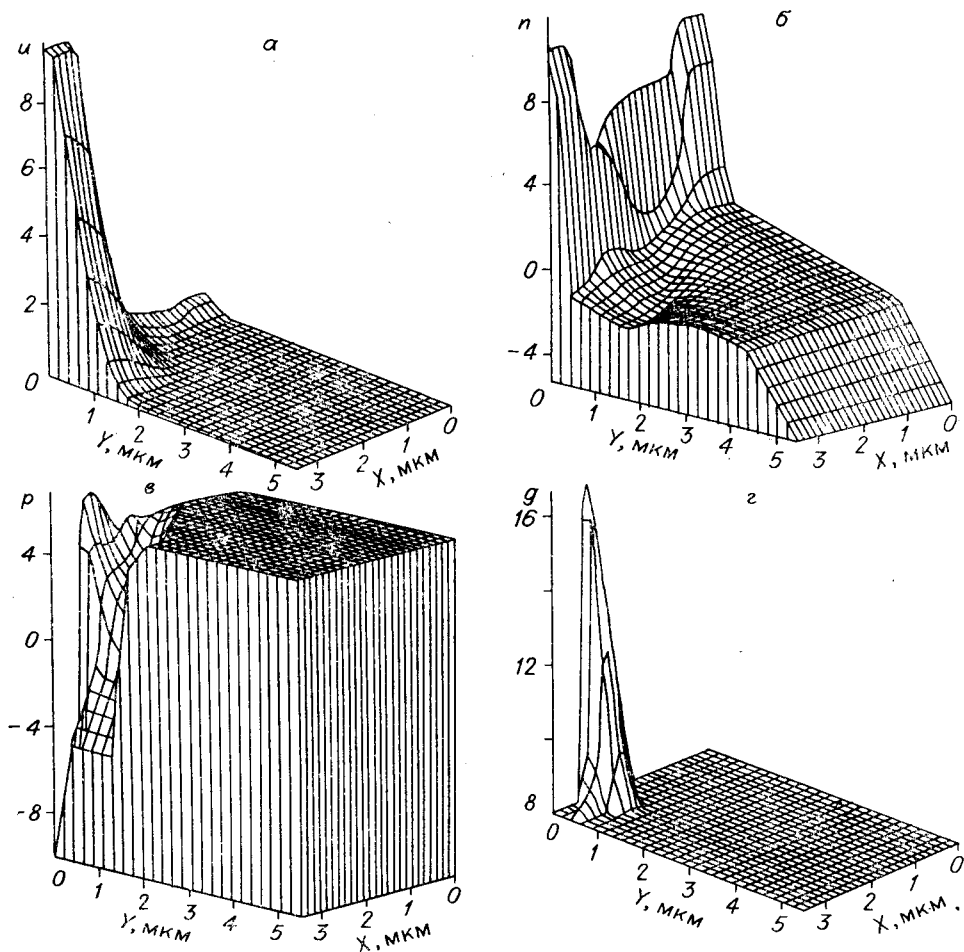


Рис. 1. Распределения потенциала, плотностей электронов и дырок, скорости ударной ионизации в МДП-транзисторе с параметрами $L = 2$ мкм, $N_d = 2,4 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$, $N_A = 3,2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, $d_{SiO_2} = 0,48$ мкм, $W = 13$ мкм, $V_{FB} = -0,91$ В, $R_B = 9000$ Ом для

$V_G = 1$, $V_D = 9$ при внешнем смещении на подложке $V_{BO} = 0$ В:

a — потенциал; b — плотность электронов (значения концентрации электронов нормированы на 10^{10}); c — плотность дырок (значения концентрации дырок нормированы на 10^{10}); g — скорость ударной ионизации (вдоль оси отложено значение $g = 1g (G_A 10^{-10} + 10^8)$)

В рамках описанной выше модели были рассчитаны вольт-амперные характеристики МДП-транзисторов, а также распределения потенциалов и плотностей электронов и дырок. Все расчеты проводились на ЭВМ БЭСМ-6. Максимальное число узлов сетки в данном варианте программы 1500, объем необходимой оперативной памяти 32 Кслов. Для проведения расчета требуется дополнительная внешняя память на магнитном носителе размером 64 зоны. Среднее время, затраченное на одну гуммельевскую итерацию на сетке в 504 узла, составляет 7 с. На магнитном носителе рабочая программа занимает 8 зон.

На рис. 1 приведены распределения потенциала, скорости ударной ионизации, плотностей электронов и дырок для транзистора с длиной канала 2 мкм при напряжениях на затворе $V_G = 1$ В, на стоке $V_D = 9$ В, $V_{BO} = 0$ В и $R_B = 9000$ Ом. Из рисунка видно, что генерация, связанная с ударной ионизацией, идет в области, прилегающей к стоку, где значение электрического поля достаточно велико. В этой же области плотность дырок достигает максимума.

Явление лавинного пробоя в короткоканальных транзисторах, вызванное увеличением плотности дырок, было описано еще в [11]. В области ударной ионизации генерируются электронно-дырочные пары.

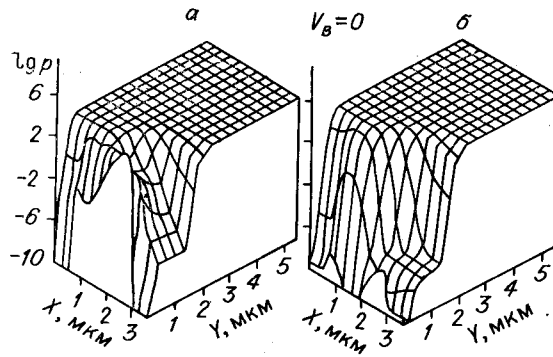


Рис. 2. Распределение плотности дырок в транзисторе: а — с учетом генерации лавинного умножения; б — без учета генерации (параметры транзистора те же, что и на рис. 1)

Электроны движутся к стоковому контакту, а в области ионизации из-за меньшей подвижности дырок накапливается положительный пространственный заряд. Далее эти избыточные дырки движутся как по направлению к подложке, обуславливая дырочный ток в подложку, так и к истоку. На рис. 2 приведены распределения плотности дырок для транзистора при одних и тех же значениях параметров с учетом и без учета эффекта ударной ионизации. На рис. 3 показаны изоуровни распределения плотностей электронов и дырок для того же транзистора. На этих рисунках хорошо видно заметное увеличение плотности дырок в области истока в случае учета эффекта ударной ионизации.

На рис. 4 представлены зависимости тока стока I_D и тока в подложку I_B от V_D для транзистора с длиной канала 2 мкм для разных V_G и V_B . При $V_G = 1$ В и $V_{B0} = 0$ В варьировалась также величина эффективного сопротивления подложки. Для $V_G = 1$ В и напряжения на подложке 0 В проведен расчет без учета эффекта ударной ионизации. В случае отсутствия генерационного члена лавинного умножения в уравнениях переноса ток стока плавно увеличивается с ростом напряжения на стоке, введение же члена G_A в уравнения переноса приводит к резкому увеличению тока стока при V_D , приближающемуся к напряжению лавинного пробоя $V_{Dпр}$. Как видно из рисунка, $V_{Dпр}$ уменьшается с ростом напряжения на затворе, а отрицательное смещение на подложке приводит к увеличению $V_{Dпр}$. Величина эффективного сопротивления подложки также существенно влияет на значение напряжения пробоя, причем это влияние связано с биполярным эффектом понижения барьера исток — подложка. Из рис. 4, б видно, что величина тока в подложку практически не зависит от эффективного сопротивления подложки вплоть

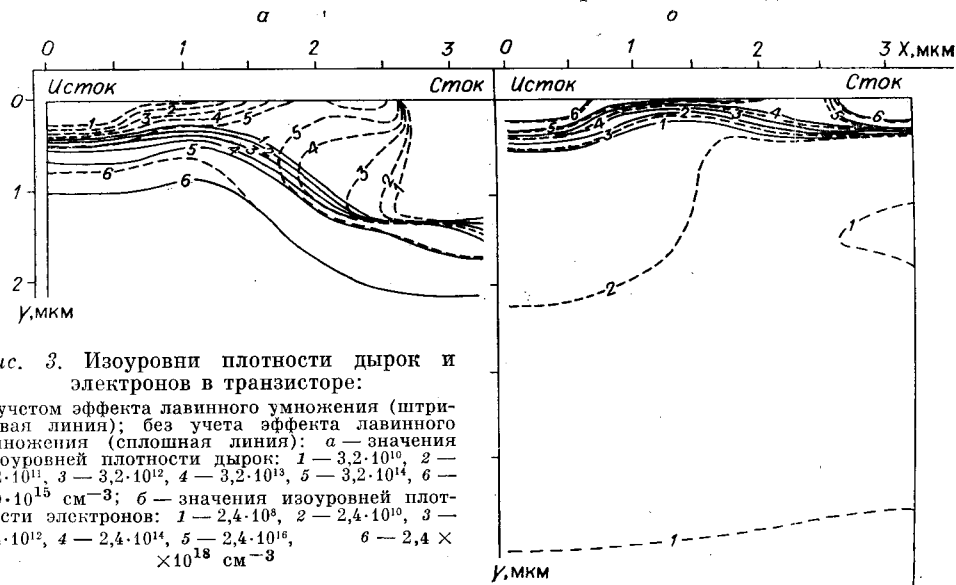


Рис. 3. Изоуровни плотности дырок и электронов в транзисторе:

с учетом эффекта лавинного умножения (штриховая линия); без учета эффекта лавинного умножения (сплошная линия): а — значения изоуровней плотности дырок: 1 — $3,2 \cdot 10^{10}$, 2 — $3,2 \cdot 10^{11}$, 3 — $3,2 \cdot 10^{12}$, 4 — $3,2 \cdot 10^{13}$, 5 — $3,2 \cdot 10^{14}$, 6 — $2,9 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$; б — значения изоуровней плотности электронов: 1 — $2,4 \cdot 10^8$, 2 — $2,4 \cdot 10^{10}$, 3 — $2,4 \cdot 10^{12}$, 4 — $2,4 \cdot 10^{14}$, 5 — $2,4 \cdot 10^{16}$, 6 — $2,4 \times 10^{18}$ см $^{-3}$

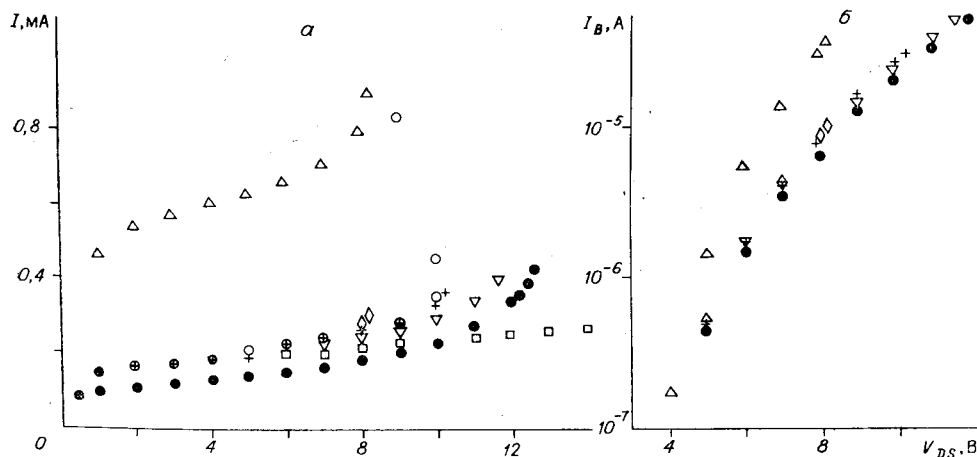


Рис. 4. Зависимость тока стока и тока в подложку от напряжения на стоке для МДП-транзистора на материале подложки с параметрами $L = 2$ мкм, $N_d = 2,4 \times 10^{20}$ см $^{-3}$, $N_A = 3,2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, $d_{SiO_2} = 0,048$ мкм, $W = 13$ мкм, $V_{FB} = -0,91$ В:
 Δ — $V_G = 2$ В, $R_B = 9000$ Ом, $V_{BO} = 0$ В; ∇ — $V_G = 1$ В, $R_B = 0$ Ом, $V_{BO} = 0$ В; $+$ — $V_G = 1$ В, $R_B = 9000$ Ом, $V_{BO} = 0$ В; \diamond — $V_G = 1$ В, $R_B = 45000$ Ом, $V_{BO} = 0$ В; \bullet — $V_G = 1$ В, $R_B = 9000$ Ом, $V_{BO} = -1$ В; \square — $V_G = 1$ В, $V_{BO} = 0$ В без учета ударной ионизации; \circ — результаты расчета Д. Уатенейба и С. Сламента при $V_G = 1$ В, $R_B = 9000$ Ом, $V_{BO} = 0$ В [5]: а — зависимость тока стока от напряжения на стоке; б — зависимость тока в подложку от напряжения на стоке

до начала пробоя, так как ток в подложку, в основном дырочный, связан с эффектом ударной ионизации и определяется величиной G_A в уравнениях переноса, в то время как увеличение R_B приводит лишь к увеличению потенциала на нижней границе. Величину R_B обычно оценивают по экспериментальным данным. В ряде работ [2, 6] предлагается подбирать R_B для согласования расчетных и экспериментальных кривых.

Как видно из рис. 4, а, результаты наших расчетов согласуются с результатами, приведенными в [5], где использовалась та же модель. Значения коэффициентов скорости ударной ионизации так же, как и в [5], взяты из [12].

Следует отметить, что разностная сетка должна выбираться достаточно аккуратно, так как в принятой нами модели генерационный член экспоненциально зависит от величины электрического поля и малая

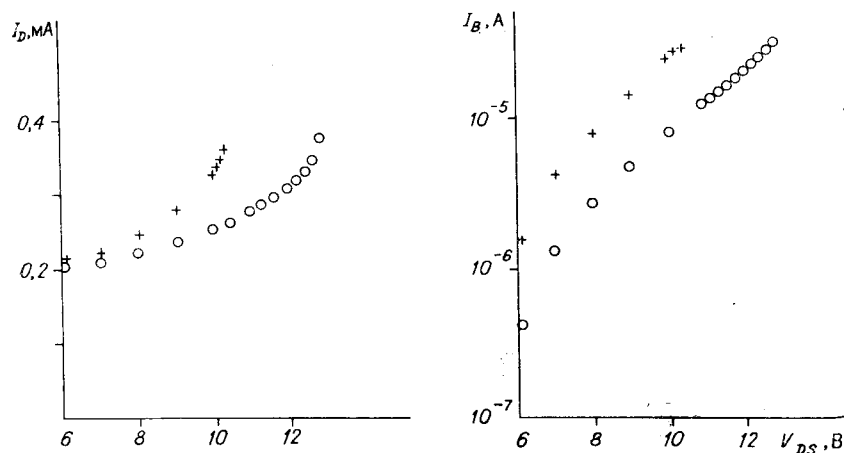


Рис. 5. Зависимость тока стока I_D и тока в подложку I_B от напряжения на стоке при $V_G = 1$ В для двух сеток (28×18):
 $+$ — сетка оптимизирована (сетка 1); \circ — не оптимизирована (сетка 2)

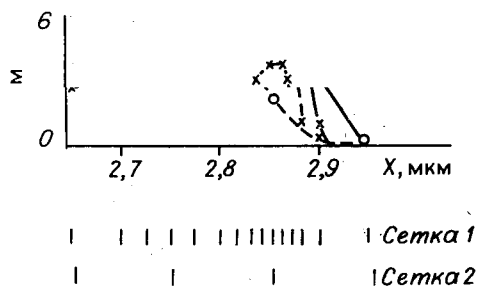


Рис. 6. Значения компоненты поля E_x в пристоговой области при $V_D = 10$ В (значения остальных параметров те же, что и на рис. 1):

$y = 0$ (сплошная линия); $y = 0,105$ мкм (штриховая); \times — сетка 1; \circ — сетка 2

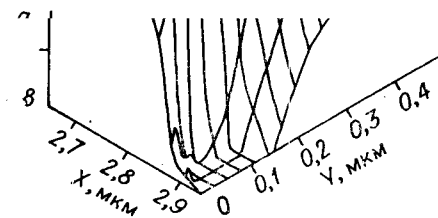


Рис. 7. Распределение скорости ударной ионизации в пристоговой области (вдоль оси z отложено значение $g = \lg(G_A \cdot 10^{10} - 10^8)$ при $V_D = 10$, $V_G = 1$, $V_{BO} = 0$ В

ошибка в определении величины поля может существенно сказаться на характеристиках прибора.

Шаг разностной сетки должен выбираться из условия неизменности величины электрического поля при увеличении числа узлов сетки. На рис. 5 приведены зависимости тока стока и тока в подложку для двух сеток. Причем размерности сеток в обоих случаях одинаковы (28×18), но во втором случае сетка была оптимизирована таким образом, что ее узлы перераспределялись так, чтобы в областях, где электрическое поле и генерационный член максимальны, введение дополнительных узлов не приводило к заметному изменению электрического поля. Как следует из этого рисунка, величина напряжения лавинного пробоя, определенная при расчете на грубой сетке, оказывается завышенной на 2,5 В. На рис. 6 представлены значения компоненты поля E_x для двух вариантов сетки, рассчитанные вдоль границы раздела полупроводник — диэлектрик и на расстоянии 0,1 мкм от границы раздела при напряжении на стоке 10 В. На рис. 7 изображено распределение скорости ударной ионизации в области стока, рассчитанной на оптимизированной сетке. На этом рисунке хорошо видно, что максимум скорости ударной ионизации достигается на некотором расстоянии от границы раздела. Как видно из рис. 6, неверный выбор сетки приводит как к количественному, так и к качественному искажению величины электрического поля. При слишком грубой сетке получают заниженные значения тока в подложку и завышенные значения величины напряжения пробоя.

В заключение авторы выражают благодарность М. С. Обрехту за помощь в оптимизации программы MOS1, позволившей существенно сократить время расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Toyabe T., Yamaguchi K., Asai S., Mock M. A numerical model of avalanche breakdown in MOSFET's // IEEE Trans. Electron Devic.— 1978.— V. ED-25.— P. 825.
2. Kotani N., Kawazu S. A numerical analysis of avalanche breakdown in short-channel MOSFET's // Solid-State Electron.— 1981.— V. 24.— P. 681.
3. Schütz A., Selberherr S., Pötzl H. W. Analysis of breakdown phenomena in MOSFET's // IEEE Trans. Computer-Aided Design.— 1982.— V. CAD-1.— P. 77.
4. Schütz A., Selberherr S., Pötzl H. W. A two dimensional model of the avalanche effect in MOS transistors // Solid-State Electron.— 1982.— V. 25.— P. 177.
5. Watanabe D. S., Slamet S. Numerical simulation of hot-electron phenomena // IEEE Trans. Electron Devic.— 1983.— V. ED-30.— P. 1042.

6. Kotani N., Kawazu S. The effect of holes on the injection-induced breakdown in n-channel MOSFET's // IEEE Trans. Electron Devic.— 1985.— V. ED-32.— P. 722.
7. Kuhnert R., Werner C., Schütz A. A novel impact-ionization model for 1 μm MOSFET simulation // Ibid.— P. 1057.
8. Гадиак Г. В., Гинкин В. П., Обреخت М. С. и др. Программа расчета стационарных ВАХ МОП-транзистора — MOS // Автометрия.— 1987.— № 1.
9. Schneider G. E., Zedan M. A modified strongly implicit procedure for the numerical solution of field problems // Numerical Heat Transfer.— 1981.— V. 4.— P. 1.
10. Gadiyak G. V., Obrecht M. S. The use of factorization methods for solving the charge transfer equations in semiconductor devices // Simulation of Semiconductor Devices and Process. V. 2: Proc. of the Second Internat. Conf.— Held at University College of Swansea.— Swansea: U. K., 1986.
11. Eitan B., Frohman-Bentchkowsky D. Hot-electron injection into the oxide in n-channel MOS devices // IEEE Trans. Electron Devic.— 1981.— V. ED-28.— P. 328.
12. Niehans W. C., Seidel T. E., Iglesias D. E. Double-drift IMPAT diodes near 1000 GHz // IEEE Trans. Electron Devic.— 1973.— V. ED-20.— P. 675.

Поступила в редакцию 9 февраля 1987 г.

УДК 621.382.82.001

С. Г. МУЛЯРЧИК, В. Г. СОЛОВЬЕВ

(Минск)

ПРИМЕНЕНИЕ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА KFSM К МОДЕЛИРОВАНИЮ МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУР

В статье приводятся результаты исследования характеристик разнообразных микроэлектронных структур с помощью разработанного авторами программного комплекса KFSM [1]. Целью данной работы является, во-первых, установление степени адекватности результатов двумерного численного моделирования, во-вторых, оценка качества соответствующего проектно-технологического решения, в-третьих, определение затрат машинного времени.

Фундаментальная система уравнений решалась методом Сейдмана — Чу [2] с демпфированием [3]. При расчете биполярных приборов, если прикладываемое напряжение не превосходило 1,5 В, использовались переменные φ , $\Phi_n = \exp(-\varphi_n)$, $\Phi_p = \exp(\varphi_p)$, где φ_n , φ_p — квазиуровни Ферми для электронов и дырок; φ — электростатический потенциал. Линейные системы, получаемые при дискретизации уравнений непрерывности, решались при этом НФСГ-методом (сопряженных градиентов с неполной LU-факторизацией) [4]. Расчет полевых приборов проводился с использованием переменных n , p , φ , при этом для решения дискретизированных уравнений непрерывности применялся метод Стоуна с нулевыми итерационными параметрами [5]. Дискретизированное уравнение Пуассона решалось НФСГ-методом.

Критерием остановки внешнего итерационного процесса служило условие достижения заданных либо относительного изменения токов на выводах структуры ($2 \cdot 10^{-3}$) и относительной точности баланса токов ($2 \cdot 10^{-3}$), либо абсолютного изменения электростатического потенциала на гummелевской итерации (10^{-9} ф_т), либо числа внешних итераций (50 для биполярных и 100 для МДП-структур).

Одноколлекторный транзистор с инжекционным питанием. Структура прибора и профиль легирующей примеси взяты из работы [6], в которой наряду с результатами расчетов приведены измеренные вольт-амперные характеристики. Постановка вычислительных экспериментов, в итоге которых будут найдены аналогичные ВАХ, позволяет оценить точность численного моделирования средствами KFSM. Следует заметить, что авторы [6] в своих расчетах использовали подход, требующий