

УДК 621.315.592

О. Ю. Пензин

(Новосибирск)

АНАЛИЗ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ ПЕГАС

Представлены иерархия физико-математической модели и основные возможности программы ПЕГАС, предназначенной для моделирования работы полупроводниковых приборов. Исследовано влияние эффективного разогрева носителей (по модели Хенша), джоулева разогрева решетки полупроводника, поверхностных состояний на токи утечки в подложку, подпороговые и рабочие характеристики приборов на примере МДП-транзистора.

Развитие полупроводникового производства и миниатюризация СБИС являются двигателем исследования физических процессов, протекающих в приборах микроэлектроники, и, следовательно, развития математического аппарата и программного обеспечения, направленного на это исследование. Пакет ПЕГАС предназначен для моделирования работы полупроводниковых элементов интегральных схем достаточно произвольной непланарной геометрии. Описание первой планарной версии пакета и соотношение его с уже существующими программами у нас в стране и за рубежом приведены в [1]. Область применения программы включает эффекты сильных полей и сильного легирования, возможность моделирования малых токов утечки (в том числе через поверхностные состояния), фотогенерации носителей, теплового (джоулева) разогрева решетки полупроводника, внешнего включения в электрическую схему. Из достоинств программы ПЕГАС следует отметить наличие библиотеки стандартных элементов ИС (что упрощает ввод входной информации), доступность параметров физических моделей пользователю, простоту работы с программой (адаптивная сетка, отсутствие параметров настройки численных алгоритмов [2]). Программа рассчитывает (помимо токов через контакты) распределения потенциалов, полей, концентраций электронов и дырок, температуры в двумерной области полупроводника; по желанию пользователя выводит информацию о потоках, темпах генерации, величинах подвижности носителей для дополнительного анализа физических процессов.

Физико-математическая модель ПЕГАС. В модели ПЕГАС реализована возможность иерархического упрощения или усложнения физико-математической модели. Описание начнем с наиболее изученной и проверенной диффузионно-дрейфовой модели (ДДМ) [3]:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\varepsilon \operatorname{grad} \varphi) &= -\frac{q}{\varepsilon_0} (N_D - N_A + p - n), \\ \operatorname{div} J_n &= G - R, \\ -\operatorname{div} J_p &= G - R, \end{aligned} \quad (1)$$

$$J_n = \mu_n \left(n(E + E_C) - \text{grad} \left(n - \frac{kT_n}{q} \right) \right), \quad (2)$$

$$J_p = \mu_p \left(p(E + E_V) + \text{grad} \left(p - \frac{kT_p}{q} \right) \right),$$

где $E = \text{grad}\varphi$ — электрическое поле, φ — потенциал, n, p — концентрация электронов и дырок, E_C, E_V — поля искривления зон за счет сильного легирования [3], $T_n = T_p - T_0$ — температура носителей, μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок [4, 5], $G - R$ — генерационно-рекомбинационные члены [3].

Условия на границе для уравнения Пуассона (1):

1) граница полупроводник — диэлектрик:

$$\epsilon_s \frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_s = \epsilon_i \frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_i + Q_B, \quad (3)$$

где $Q_B = Q_{fx}$ — фиксированный заряд на границе;

2) внешняя граница (кроме контактов):

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0,$$

3) k -й контакт:

$$\varphi = U_k - I_k R_k \pm \varphi_b, \quad (4)$$

где R_k — внешнее сопротивление, I_k — полный ток через контакт, U_k — приложенное напряжение, φ_b — контактная разность потенциалов.

Условия на границе для уравнений непрерывности (1):

1) внешняя граница (кроме контактов):

$$J_n = J_p = 0; \quad (5)$$

2) идеальный контакт:

$$n = n_0, \quad p = p_0;$$

3) контакт Si—Si*:

$$J_n = S_n(n - n_0), \quad J_p = S_p(p - p_0).$$

Рассмотрим дополнение диффузионно-дрейфовой модели для учета различных эффектов и процессов.

Эффекты сильного легирования учтены по модели Мока для эффективной собственной концентрации [3].

Для учета обмена с поверхностными состояниями (ПС) необходимо изменить условие (3), добавив выражения

$$Q_B = Q_{fx} + Q_{SS}(n, p),$$

$$Q_{SS} = \frac{-qN_{SS}(\gamma_n n + \gamma_p p_1)}{\gamma_n(n_p + n_1) + \gamma_p(p + p_1)},$$

где Q_{SS} — заряд на ПС, а вместо условия (5) записать

$$J_n = J_p = J_{SS} = -\gamma_n \gamma_p N_{SS} (np - n_i^2) / (\gamma_n(n + n_1) + \gamma_p(p + p_1)),$$

где J_{SS} — генерационно-рекомбинационные потоки через ПС.

Учет разогрева носителей по модели Хенша [6] требует температуры носителей (T_n , T_p) для уравнений непрерывности (2) вычислять по формулам

$$T_n = T_0 + \frac{2}{3} \tau_{en}^2 V_{sn}^2 (1/\mu_{n0} - 1/\mu_n), \quad (6)$$

$$T_p = T_0 + \frac{2}{3} \tau_{ep}^2 V_{sp}^2 (1/\mu_{p0} - 1/\mu_p).$$

Для учета джоулева разогрева решетки необходимо самосогласованно с ДДМ решить уравнение теплопроводности

$$\text{div}(K_T \text{grad} T) = E(J_n + J_p). \quad (7)$$

Область решения уравнения теплопроводности была ограничена до области решения уравнений непрерывности, поэтому в граничных условиях отражены расположение теплоотвода, толщины подложки, материалов вне области решения уравнения теплопроводности. Рассмотрены два случая:

1) случай точечного источника тепла (например, «греется» один локально расположенный транзистор), тогда граничные условия определяются тем, что температура от точечного источника падает обратно пропорционально расстоянию от него (центр генерации тепла находится интегрированием по правой части уравнения теплопроводности);

2) случай симметрии относительно вертикальных границ (например, мощный биполярный транзистор с большим количеством контактов к эмиттеру и базе) отличается от первого случая тем, что на вертикальных границах ставится условие равенства нулю потока тепла.

Численные методы. Для решения диффузионно-дрейфовой системы уравнений (1) используется модифицированный метод Гуммеля. Некоторые детали этого метода описаны в [1], а метод решения систем линейных алгебраических уравнений — в [2]. Вопрос численного решения полной системы уравнений достаточно обширен и требует отдельной публикации. Поэтому отметим лишь то, что метод Гуммеля был ускорен приближением к методу Ньютона (линеаризация уравнений непрерывности), использовано дополнительное демпфирование по температуре, потенциалу на контактах, заряду на поверхностных состояниях и др.

Тестовые транзисторы. Исследуемые МОП-транзисторы изготовлены по технологии Швейцарской фирмы "Orbit". Моделирование технологии проведено по широко используемой у нас в стране программе ФАКТ [7]. На рис. 1 показаны результаты этого моделирования по распределению примеси в стоке/истоке и канале. Для задания двумерного распределения примеси (необходимого программе ПЕГАС) использовалась программа КОМПОНОВЩИК [8]. Были выбраны два n -канальных транзистора с различными длинами за-

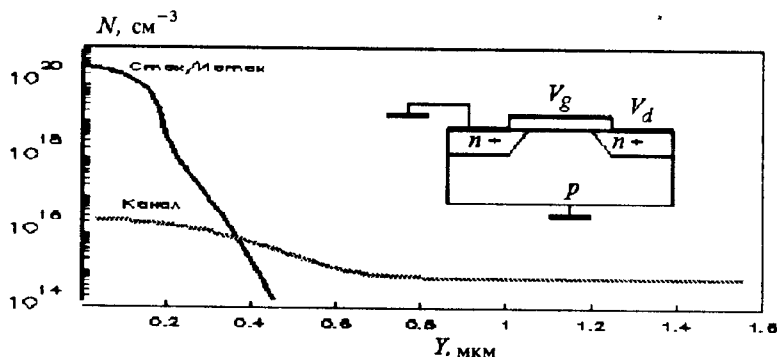


Рис. 1

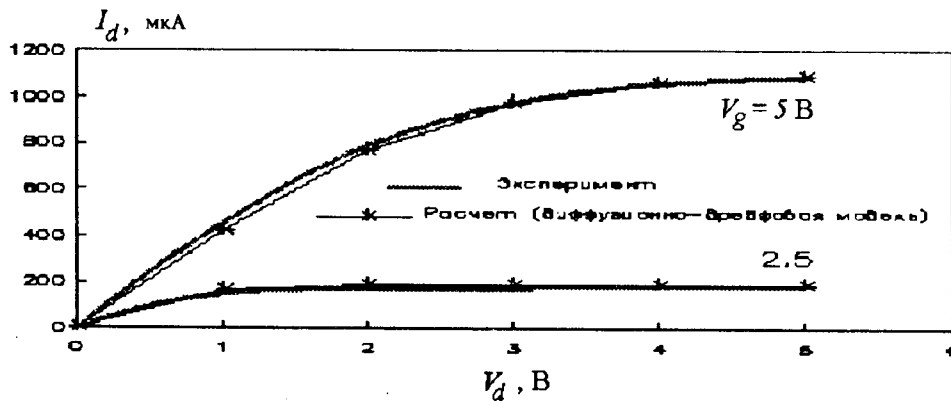


Рис. 2

твора ($L = 10$ и $1,8$ мкм), ширина транзисторов 30 мкм, топология и электрическое включение показаны на рис. 1.

Результаты моделирования. Целью нашего исследования было, во-первых, получение согласия расчетных и экспериментальных данных для транзисторов с разной длиной канала и, во-вторых, исследование влияния поверхностных состояний и фиксированного заряда на подпороговые токи и токи в подложку МОП-транзистора.

Известно, что константы физических моделей (подвижности, генерации/рекомбинации и др.) определены с некоторой точностью, а технология создания ИС (в частности, границ Si—SiO₂) имеет невоспроизводимые параметры (например, величину заряда на границе). Поэтому некоторые константы в моделях «подгоночные» (например, коэффициент шероховатости в модели подвижности [4, 5]). На самом же деле эти коэффициенты интегрально отражают локальные квантовые эффекты, не поддающиеся простому аналитическому описанию. Исходя из этого, можно предположить, что если транзисторы изготовлены на одном кристалле и отличаются только длиной канала, то «подгоночные» коэффициенты должны быть одинаковы для этих транзисторов.

На рис. 2 показано сравнение экспериментальных стоковых характеристик и рассчитанных по ДДМ для транзистора с длиной затвора 10 мкм. Заметно хорошее согласие расчета и эксперимента, но при переходе к транзистору с длиной затвора $1,8$ мкм наблюдается расхождение примерно на 30% (рис. 3, диффузионно-дрейфовая модель и эксперимент). Поэтому мы попытались объяснить это расхождение различными моделями, дополняющими ДДМ и не имеющими существенного влияния на транзистор с большой длиной канала.

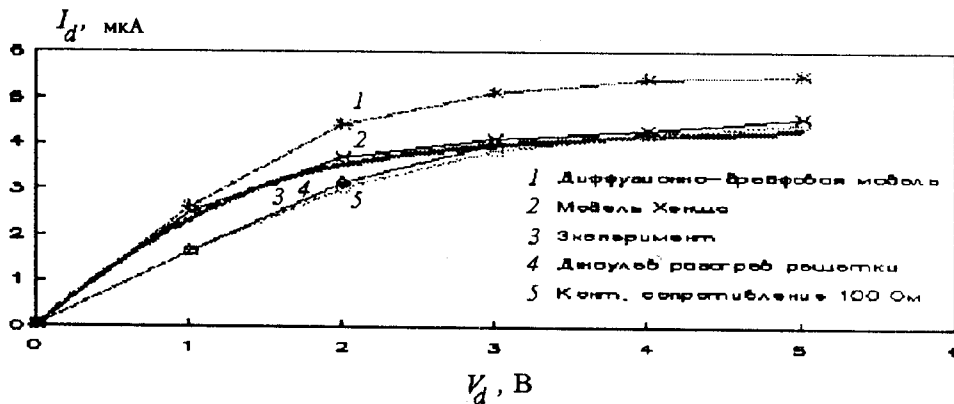


Рис. 3

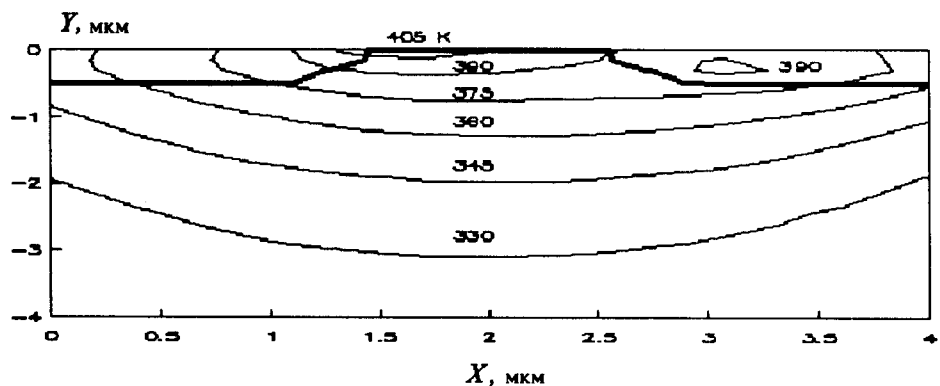


Рис. 4

Первое предположение было в том, что сопротивление контактов к стоку/истоку не равно нулю (4). Включив в модель эти сопротивления (величиной 100 Ом), мы добились хорошего совпадения по току для $V_d = 5$ В, но при этом примерно в 2 раза уменьшилась крутизна стоковой характеристики (см. рис. 3).

Второе предположение основано на том, что при больших плотностях тока увеличивается локальный джоулев разогрев решетки. Поэтому ДДМ была дополнена уравнением теплопроводности (7) с граничными условиями, соответствующими точечному источнику тепла. Необходимо заметить, что интегральный коэффициент теплопроводности (K^*) слоистой структуры (SiO_2 , Si^* , Al), расположенной выше кремния, является неопределенным. Можно только предположить, что его величина лежит в интервале от $10^{-2}K_T$ до K_T (где K_T — коэффициент теплопроводности кремния). Поэтому величина K^* выбрана такой, что при $V_d = 5$ В наблюдается согласие с экспериментом. Однако крутизна стоковой характеристики (см. рис. 3) уменьшилась примерно в 2 раза (максимальный разогрев решетки составлял 110°C относительно комнатной температуры, рис. 4).

И наконец, третьей попыткой описать эксперимент было включение модели Хенша для эффективного учета локального разогрева носителей (6). Эта модель за счет наличия локальных градиентов температуры увеличивает диффузионный поток носителей и тем самым уменьшает полный ток. Необходимо заметить, что модель Хенша является локальной моделью (в отличие от гидродинамических и квазигидродинамических [9] моделей) и поэтому не описывает эффекты, связанные с всплеском дрейфовой скорости носителей. Параметром этой модели является время релаксации энергии. Для данного транзистора (для обеспечения совпадения с экспериментом) это время составило $2 \cdot 10^{-13}$ с, что близко к экспериментальным и теоретическим оценкам

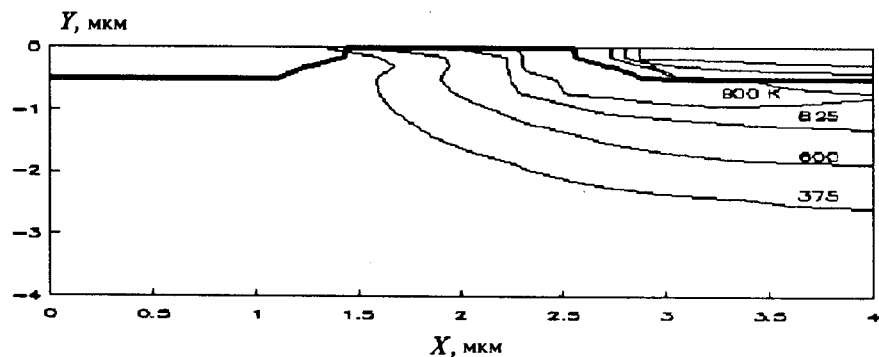


Рис. 5

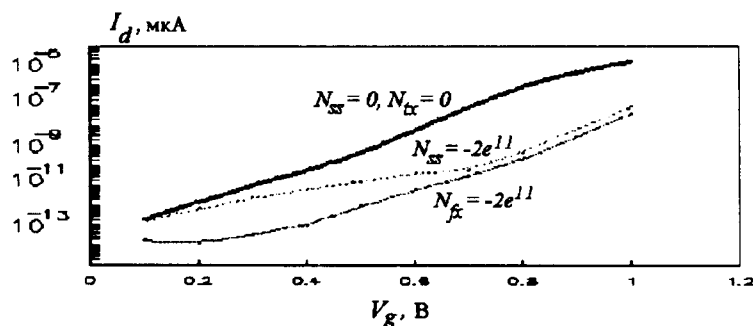


Рис. 6

для времени релаксации энергии. Распределение температуры электронов, рассчитанное по модели Хенша, показано на рис. 5.

В заключение по этому небольшому исследованию моделей можно сделать следующие выводы:

- для данного транзистора модель Хенша дала наилучшее совпадение;
- остался открытым вопрос об инвариантности величины времени релаксации энергии (в модели Хенша) к другим структурам транзисторов, так как характеристики транзисторов очень чувствительны к этой величине.

Перейдем к исследованию влияния поверхностных состояний на токи утечки в подложку и подпороговые.

На рис. 6 приведено семейство подпороговых характеристик (для $V_d = 0,2$ В) при отсутствии заряда ($N_{ss} = 0, N_{fx} = 0$), при наличии поверхностных состояний ($N_{ss} = -2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) и фиксированного заряда ($N_{fx} = -2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Из этого рисунка видно, что поверхностные состояния уменьшают крутизну подпороговой характеристики и, следовательно, увеличивают токи утечки транзистора.

На рис. 7 показан ток подложки, рассчитанный в подпороговом режиме (эффекты лавинного умножения несущественны), с учетом ($N_{ss} = -2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) и без учета ($N_{fx} = -2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) поверхностных состояний. В этом режиме работы транзистора ток подложки обусловлен либо термогенерационными процессами, либо рекомбинационными. При отсутствии поверхностных состояний ток подложки определяется только термогенерацией зона—зона в области пространственного заряда стока и поэтому не зависит от напряжения на затворе. Ситуация в корне меняется при наличии поверхностных состояний, так как появляется дополнительная возможность генерационно-рекомбинационных процессов через уровни поверхностных состояний. Из рисунка видно, что по мере увеличения напряжения на затворе поверхность полупроводника обедняется и становится все более неравновесной, поэтому появляются и увеличиваются термогенерационные токи через поверхностные состояния. Дальнейшее увеличение напряжения на затворе

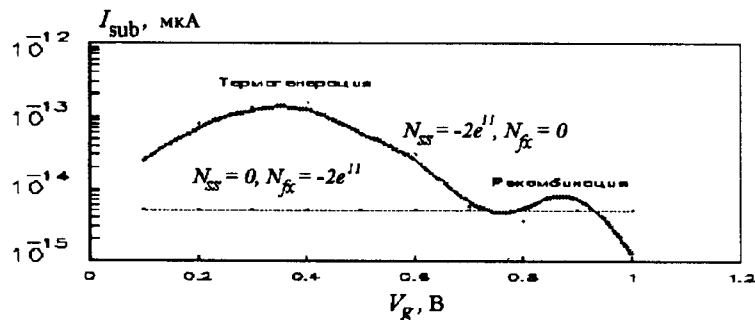


Рис. 7

приводит к появлению дополнительных (избыточных) из истока электронов у поверхности, что способствует увеличению рекомбинационных процессов, и ток меняет знак (на рисунке второй максимум).

В заключение отметим следующее: токи подложки в подпороговом режиме работы МОП-транзистора являются оценкой качества поверхности; эти токи можно использовать для изучения и построения моделей деградации МОП-транзистора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горбенко Н. И., Пензин О. Ю. ППП ПЕГАС для моделирования полупроводниковых приборов // Вычислительный эксперимент в задачах математической физики.—Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1991.
2. Il'in V. P. Iterative Incomplete Factorization Method.—Singapore: World Scien. Publ. Co., 1992.
3. Selberherr S. Analysis and Simulation of Semiconductor Devices.—Wien; N.Y.: Springer-Verlag, 1984.
4. Agostinelli V., Hyugsoon Shin, Tasch A. A comprehensive model for inversion layer hole mobility for simulation of submicrometer MOSFET's // IEEE Trans. on ED.—1991.—38, N 1.
5. Hyugsoon Shin, Tasch A., Maziare C., Banerjee S. A new approach to verify and derive a transverse field-dependent mobility model for electrons in MOS inversion layers // IEEE Trans. on ED.—1989.—36, N 6.
6. Моделирование полупроводниковых приборов и технологических процессов. Последние достижения: Пер. с англ. /Под ред. Д. Миллера.—М.: Радио и связь, 1989.
7. Кольдяев В. И., Мороз В. А., Назаров С. А. Исследование асимптотических свойств краевой задачи с легированием и окислением кремния // Автометрия.—1986.—№ 6.
8. Калинин С. В., Пензин О. Ю., Рябушкин А. Г., Шахова О. Н. Организация обмена данными при моделировании полупроводниковой технологии и приборов в САПР СБИС // Вычислительный эксперимент в задачах математической физики.—Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1991.
9. Forghieri A., Guerrieri R., Ciampolini P. et al. A new discretization strategy of the semiconductor equations comprising momentum and energy balance // IEEE Trans. on CAD.—1988.—7, N 2.

Поступило в редакцию 26 апреля 1993 г.