

В. И. КОЛЬДЯЕВ, О. Ю. ПЕНЗИН  
(Новосибирск)

## МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В СИСТЕМЕ МДП-СТРУКТУР С УЧЕТОМ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ И ФЛУКТУАЦИЙ ПОВЕРХНОСТНОГО ПОТЕНЦИАЛА

**Введение.** Кинетика переноса инверсионного заряда в системе МДП-структур описывается фундаментальной системой уравнений (ФСУ) [1—4]. ФСУ содержит два нестационарных уравнения непрерывности для потоков электронов и дырок и уравнение Пуассона, дополненные кинетическими уравнениями, начальными и граничными условиями. Численное решение ФСУ для двумерной области достаточно сложно, поэтому ее анализ проводится с учетом ряда упрощающих предположений. В работах [1—3] обоснованы следующие допущения: 1) перенос неосновных носителей заряда вдоль границы Si—SiO<sub>2</sub> носит одномерный характер; 2) распределение основных носителей заряда в подложке квазиравновесно; 3) генерационно-рекомбинационные процессы пренебрежимо малы. Подстановка аналитического выражения [3] для компоненты поля, направленной перпендикулярно границе Si—SiO<sub>2</sub>, в двумерное уравнение Пуассона дает одномерное приближенное дифференциальное уравнение относительно распределения поверхностного потенциала  $\phi_s$  в системе МДП-структур. Последнее с учетом допущений 1—3 позволяет достаточно эффективно моделировать кинетику переноса заряда и в результате рассчитывать неэффективность переноса заряда за счет «отставания» от основного переносимого заряда его части под инжектирующим затвором.

Практически важно располагать данными о неэффективности переноса заряда в широком диапазоне температур и величин концентраций инверсионного подвижного заряда на поверхностные состояния (ПС) и опустошение ПС [5], а также зависимость поверхностной подвижности носителей заряда  $\mu$  от плотности  $n_s$  при малых  $n_s$  в конце процесса переноса заряда. Последнему механизму, дающему вклад в неэффективность переноса, в литературе уделяется мало внимания. В [6—10] показано, что зависимость  $\mu$  ( $n_s$ ) связана с влиянием флуктуаций поверхностного потенциала (ФПП) при малых  $n_s$ , когда слаба экранировка флуктуаций неподвижного заряда в SiO<sub>2</sub> и на границе Si—SiO<sub>2</sub> подвижными носителями. В настоящее время, по существу, отсутствуют постановка задачи и методы расчета кинетики и неэффективности переноса заряда в системе МДП-структур с учетом обмена с ПС и влияния ФПП на подвижность носителей. В работе предлагаются постановка такой задачи и эффективный численный метод ее решения. С помощью разработанной программы определено влияние параметров энергетического спектра поверхностных состояний (ЭСПС), величин ФПП и температуры на кинетику переноса заряда. Проведено сравнение предлагаемой нелинейной модели с известными линейными моделями.

**Модель переноса заряда.** На рис. 1 приведен общий вид системы МДП-структур, используемых в микроэлектронных приборах на кремниевой подложке *p*-типа проводимости. Для учета эффектов обмена инверсионного заряда с ПС необходимо модифицировать ФСУ, добавив в нее

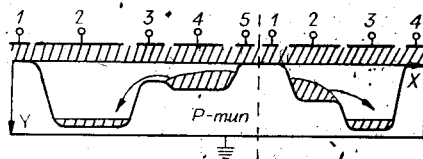


Рис. 1. Поперечное сечение системы МДП-структур и зависимость поверхностного потенциала от координаты к его границе Si—SiO<sub>2</sub>:

слева от штриховой линии — система МДП-структур, в которой исследовалось влияние ФПП и *T* на кинетику переноса; в системе справа рассматривалось влияние ПС

уравнения для кинетики обмена носителями между ПС и инверсионным подвижным зарядом  $n_s$ . С учетом этих эффектов и допущений 1—3, приведенных выше, ФСУ имеет вид

$$\nabla^2 \varphi = - \frac{q}{\varepsilon_{si} \varepsilon_0} \rho(x, y); \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_s(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu(E_s, n_s, T) \left[ n_s E_{sx} + \varphi_T \frac{\partial n_s}{\partial x} \right] \right\} - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{\varepsilon_g} n_{ss}(\varepsilon, x, t) d\varepsilon; \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_{ss}(\varepsilon, x, t)}{\partial t} = \frac{n_s}{\lambda} k_1 [N_{ss}(\varepsilon) - n_{ss}(\varepsilon, x, t)] - k_2 n_{ss}(\varepsilon, x, t); \quad (3)$$

$$\varepsilon_{ox} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_{y=-0} - \varepsilon_{si} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_{y=+0} = - \frac{q}{\varepsilon_0} \left[ n_s + \int_0^{\varepsilon_g} n_{ss}(\varepsilon, x, t) d\varepsilon \right], \quad (4)$$

где  $\varphi$  — потенциал;  $q$  — заряд электрона;  $\varepsilon_{si}$  и  $\varepsilon_{ox}$  — относительные диэлектрические проницаемости кремния и окисла;  $\rho(x, y) = 0$  в окисле и  $\rho(x, y) = N_A [\exp(-\varphi/\varphi_T) - 1]$  в полупроводнике;  $E_{sx} = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{y=0}$  — составляющая электрического поля, направленная по оси  $x$ ;  $\varphi_T = (kT)/q$  — термодинамический потенциал;  $\varepsilon_g$  — ширина запрещенной зоны;  $\varepsilon$  — энергия, отсчитанная от дна зоны проводимости;  $n_{ss}(\varepsilon, x, t)$  — плотность захваченного заряда на ПС с энергией  $\varepsilon$  в запрещенной зоне;  $\lambda$  — толщина инверсионного слоя;  $k_1 = k_1(\varepsilon)$  — константа захвата на ловушки с энергией  $\varepsilon$ ;  $k_2 = k_2(\varepsilon)$  — константа опустошения ловушек с энергией  $\varepsilon$ ;  $N_{ss}(\varepsilon)$  — ЭСПС в запрещенной зоне.

Трудность решения системы уравнений (1)–(4) определяется необходимостью интегрирования двумерного уравнения Пуассона (1) на каждом шаге по времени. Так как из решения (1) используется далее только значение потенциала на поверхности  $\varphi_s$ , то для эффективного его определения можно заменить (1) приближенным уравнением только на величину  $\varphi_s$ , как это сделано, например, в [3]. Рассмотрим решение уравнения Пуассона в направлении  $y$  для неравновесно обедненного МДП-конденсатора [4]. Для равномерно легированной подложки с учетом подвижного инверсионного заряда и заряда ПС на границе Si—SiO<sub>2</sub> имеем

$$E_{ox} = (\varphi_g - \varphi_s)/t_{ox}; \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \Big|_{y=0} = - \frac{1}{y_d} \left[ \frac{\varepsilon_{ox}}{\varepsilon_{si}} E_{ox} - \frac{q}{\varepsilon_{si} \varepsilon_0} \left( \int_0^{\varepsilon_g} n_{ss}(\varepsilon, x, t) d\varepsilon + \eta_s(x, t) \right) \right], \quad (6)$$

где  $E_{ox}$  — составляющая электрического поля в SiO<sub>2</sub>, перпендикулярная границе Si—SiO<sub>2</sub>;  $\varphi_g$  — напряжение на затворе;  $t_{ox}$  — толщина окисла;  $y_d$  — толщина области пространственного заряда. Подстановка (6) в (1) дает уравнение для  $\varphi_s(x)$  с учетом заряда на ПС.

Уравнение (3) определяет концентрацию электронов  $n_{ss}(\varepsilon, x, t)$ , захваченных на ПС, в точке с координатой  $x$  на ПС с энергией  $\varepsilon$ . Поскольку характерные времена захвата на ПС меньше, а характерные времена опустошения ПС много больше времени переноса, то можно предположить, что функция  $n_{ss}(\varepsilon, x, t)$  слабо меняется вдоль  $x$  под каждым затвором. Поэтому уравнение (3) можно переформулировать для средней концентрации  $n_{ss}^j(\varepsilon, t)$  под  $j$ -м затвором.

С учетом рассмотренных упрощений, конкретных начальных и граничных условий для системы МДП-структур и соотношения для определения  $y_d$  имеем нелинейную квазидвумерную модель переноса заряда:

$$\frac{\varepsilon_{ox} \varphi_g(x) - \varphi_s(x)}{\varepsilon_{si} t_{ox} y_d(x)} - \frac{q N_s(x)}{\varepsilon_{si} \varepsilon_0 y_d(x)} - \frac{q N_A}{\varepsilon_{si} \varepsilon_0} + \frac{\partial^2 \varphi_s(x)}{\partial x^2} = 0; \quad (7)$$

$$((\varphi_g^j(x - x_{g2}^j) + \varphi_g^{j+1}(x_{g1}^{j+1} - x))/(\varphi_{g1}^{j+1} - \varphi_{g2}^j), \text{ для } x \in [x_{g2}^j, x_{g1}^{j+1}]; \quad (9)$$

$$y_d(x) = -\frac{\varepsilon_{si}}{\varepsilon_{ox}} t_{ox} + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_{si}}{\varepsilon_{ox}} t_{ox}\right)^2 + 2 \left[ \varphi_g(x) - \frac{qN_s(x)}{\varepsilon_{ox}\varepsilon_0} t_{ox} \right] \frac{\varepsilon_{si}\varepsilon_0}{qN_A}}; \quad (10)$$

$$N_s(x) = n_s(x, t) + \int_0^{\varepsilon_g} [\bar{n}_{ss}(\varepsilon, x, t) - N_{ss}(\varepsilon) f_0(\varepsilon, \varepsilon_F)] d\varepsilon; \quad (11)$$

$$\frac{\partial n_s(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \dot{\mu}(\dot{E}_s, n_s, T) \left[ n_s E_{sx} + \varphi_T \frac{\partial n_s}{\partial x} \right] \right\} - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{\varepsilon_g} \bar{n}_{ss}(\varepsilon, x, t) d\varepsilon, \quad n_s = n_s(x, t); \quad (12)$$

$$n_s(x, 0) = n_0(x), n_s(x_1^\Gamma, t) = n_1^\Gamma, n_s(x_2^\Gamma, t) = n_2^\Gamma; \quad (13)$$

$$\bar{n}_{ss}(\varepsilon, x, t) = \begin{cases} n_{ss}^j(\varepsilon, t) = \frac{1}{x_{g2}^j - x_{g1}^j} \int_{x_{g1}^j}^{x_{g2}^j} n_{ss}(\varepsilon, x, t) dx \text{ для } x \in [x_{g1}^j, x_{g2}^j]; \\ 0 \text{ для } x \in [x_{g2}^j, x_{g1}^{j+1}]; \end{cases} \quad (14)$$

$$\frac{\partial n_{ss}^j}{\partial t} = \frac{n_s^j(t)}{\lambda} k_1 [N_{ss}(\varepsilon) - n_{ss}^j] - k_2 n_{ss}^j, \quad n_{ss}^j = n_{ss}^j(\varepsilon, t); \quad (15)$$

$$n_{ss}^j(\varepsilon, 0) = N_{ss}(\varepsilon) f_0(\varepsilon, \varepsilon_F^j); \quad (16)$$

$$n_s^j(t) = \frac{1}{x_{g2}^j - x_{g1}^j} \int_{x_{g1}^j}^{x_{g2}^j} n_s(x, t) dx, \quad j = 1, 2, \dots, m, \quad (17)$$

где  $\varphi_g^j$  — заданный потенциал на  $j$ -м затворе;  $x_{g1}^j$  и  $x_{g2}^j$  — координаты левого и правого края  $j$ -го затвора;  $x_1^\Gamma$  и  $x_2^\Gamma$  — координаты граничных точек системы МДП-структур;  $\varepsilon_F$  — энергия уровня Ферми в нейтральной области подложки;  $f_0(\varepsilon, \varepsilon_F) = [1 + \exp((\varepsilon_F - \varepsilon)/kT)]^{-1}$  — функция Ферми — Дирака;  $m$  — количество затворов.

Граничные условия  $\varphi_1^\Gamma = 0$  и  $\varphi_2^\Gamma = 0$  в (8) соответствуют нулевым потенциалам на крайних затворах, что при условии  $n_1^\Gamma = n_2^\Gamma = 0$  в (13) обеспечивает равенство нулю потока электронов через граничные точки и тем самым консервативность (7) — (17). Распределение потенциала (9) в зазорах между затворами полагается линейным [3]. Начальное условие для уравнения (12)  $n_0(x) = n_0^j$ ,  $x \in [x_{g1}^j, x_{g2}^j]$ , где  $n_0^j$  — заданная концентрация подвижного инверсионного заряда под  $j$ -м затвором.

В [5] экспериментально показано, что в процессах захвата и опустошения участвуют ПС в широком диапазоне энергий в запрещенной зоне, поэтому в задаче (7) — (17) учитывается весь ЭСПС. Реальный энергетический спектр хорошо описывается аналитической зависимостью [5]

$$N_{ss}(\varepsilon) = N_{ss0} + N_{ss1} \exp\left(\left|\frac{\varepsilon - \varepsilon_g/2}{\varepsilon_1}\right|\right), \quad 0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_g. \quad (18)$$

Величины  $N_{ss0}$ ,  $N_{ss1}$ ,  $\varepsilon_1$  определяются экспериментально.

ФПП приводят к тому, что при малых  $n_s$  ( $\sim 10^8$  см $^{-2}$ ) свободные электроны сосредоточены в потенциальных минимумах и их макроскопическая подвижность  $\mu$  из-за этого уменьшается и приобретает актива-

дионную зависимость от температуры. Предположение о пуассоновском распределении фиксированного заряда в окисле дает достаточно простую связь между средней плотностью фиксированного заряда  $N_{fx}$  и величиной среднеквадратической флуктуации поверхностного потенциала  $\sigma_p$  [6, 7]. Влияние  $T$  и  $n_s$  подробно рассмотрено в [8, 9]. В работе для  $\mu(E_s, n_s, T)$  принята аппроксимация из [10]:

где  $C_{ox}$ ,  $C_{sc}$ ,  $C_{ss}$  — емкости окисла, полупроводника и ПС на единицу площади;  $C_\lambda = \epsilon_0(\epsilon_{ox} + \epsilon_{si})/\lambda$ . Уравнение (20) отражает эффект ограничения скорости дрейфа электронов в больших электрических полях (более  $E_{mx}$ ,  $E_{my}$ ).

Зависимость  $\mu$  от  $n_s$  при  $N_{fx} = 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  для температур от 100 до 300 К, рассчитанная по формулам (19) — (21), показана на рис. 2.

**Метод решения задачи.** Для решения системы нелинейных дифференциальных уравнений (7) — (17) введены сетки по  $x$ ,  $\epsilon$ ,  $t$ :  $\{x_1, \dots, x_i, \dots, x_{px}\}$ ,  $\{\epsilon_1, \dots, \epsilon_i, \dots, \epsilon_{ps}\}$ ,  $\{t_1, \dots, t_k, \dots, t_{pt}\}$ , причем  $x_1 = x_1^\Gamma$ ,  $x_{px} = x_2^\Gamma$ ,  $\epsilon_1 = 0$ ,  $\epsilon_{ps} = \epsilon_s$ ,  $t_1 = 0$ . Неизвестные непрерывные функции заменены на их сеточные аналоги  $(\varphi_s)_i = \varphi_s(x_i)$ ,  $(n_s)_i^k = n_s(x_i, t_k)$ ,  $(n_{ss}^j)_i^k = n_{ss}^j(\epsilon_i, t_k)$ ,  $(n_s^j)_i^k = n_s^j(t_k)$ . В данной работе для решения разностного аналога (7) — (17) используется известный алгоритм Шарфеттера — Гумеля.

Разностная аппроксимация уравнения (7) на сетке по  $x$  дает систему линейных алгебраических уравнений относительно  $(\varphi_s)_i$ , которая решается методом прогонки [11]. Для решения (12) использована неявная разностная схема по  $t$  с записью  $\frac{\partial n_s}{\partial x}$  против потока [11]. Система уравнений относительно  $(n_s)_i^k$  имеет трехдиагональную матрицу и решается методом прогонки.

Аппроксимация (15) на сетке по  $\epsilon$  приводит к дифференциальным уравнениям для каждого уровня  $\epsilon_i$  под каждым затвором относительно функций  $n_{ss}^j(\epsilon_i, t)$ . Если за время  $\Delta t_{k+1} = t_{k+1} - t_k$  за счет заполнения и опустошения ПС величина  $n_s^j(t)$  меняется слабо, то для каждого уровня  $\epsilon_i$  можно записать аналитическое выражение

$$(n_{ss}^j)^{k+1} = [(n_{ss}^j)^k - N_{ss}(\epsilon_i) f_0(\epsilon_i, (\epsilon_F^j)^k)] \exp\left(-\frac{\Delta t_{k+1}}{\tau}\right) + N_{ss}(\epsilon_i) f_0(\epsilon_i, (\epsilon_F^j)^k); \quad (22)$$

$$\tau = \frac{\lambda f_0(\epsilon_i, (\epsilon_F^j)^k)}{(n_s^j)^k k_1(\epsilon_i)}, \quad (23)$$

где  $(\epsilon_F^j)^k$  — энергия квазиуровня Ферми подвижных электронов на поверхности под  $j$ -м затвором в момент времени  $t = t_k$ .

С целью проверки сделанных предположений и численной процедуры проведено сравнение результатов расчета потенциалов и кинетики переноса заряда по разработанной программе с результатами, полученными другими методами. Для проверки расчета  $(\varphi_s)_i$  по (7) в качестве контрольных значений использовались значения  $(\varphi_s)_i$  (для той же структуры и режимов), рассчитанные с помощью программы ЭФЕС [12], которая позволяет точно решать (1). Из рис. 3 видно, что результаты расчета  $(\varphi_s)_i$  по (7) и (1) хорошо согласуются. Результаты решения всей системы (7) — (17) сравнивались при одинаковых условиях с результатами расчетов кинетики, приведенными в [2], где не учитывалось влияние ПС,

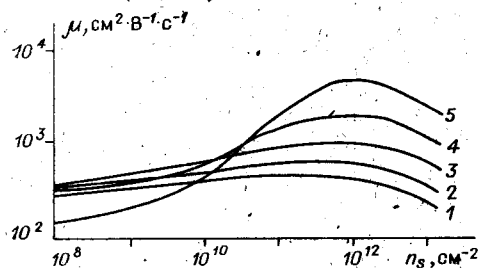


Рис. 2. Зависимость подвижности  $\mu$  от концентрации инверсионного подвижного заряда  $n_s$  и температуры  $T$  (19)–(21): величина  $T$  равна для кривых 1–5 300, 250, 200, 150, 100 К соответственно;  $N_{fx} = 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ,  $E_{mx} = 2,5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ ,  $E_{my} = 10^6 \text{ В/см}$ ;  $\mu_0 = 400 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$

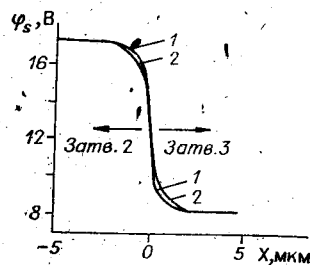


Рис. 3. Результаты расчета  $\phi_s$  по (1) с помощью программы ЭФЕС — кривая 1 — и по (7) — кривая 2 — для структуры рис. 1 (справа от штриховой линии) в отсутствие сигнала заряда:  $t_{ox} = 100 \text{ нм}$ ;  $N_A = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ;  $\phi_g^2 = 20 \text{ В}$ ;  $\phi_g^3 = 10 \text{ В}$

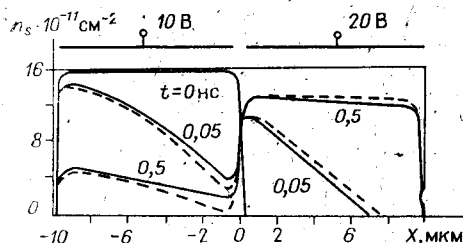


Рис. 4. Результаты расчета кинетики переноса заряда из [2] — сплошная линия — и по (7)–(17) без учета ПС — штриховые линии — с данными для расчета из [2].

и, как видно из рис. 4, согласуются достаточно хорошо. Таким образом, предлагаемая методика моделирования кинетики переноса заряда в системах МДП-структур достаточно корректна.

**Кинетика переноса заряда без учета ПС.** Моделирование кинетики переноса заряда проводилось на системе из пяти МДП-структур (см. рис. 1). Исследовалось влияние потенциала на затворе 4 ( $\phi_g^4 > \phi_g^3$ ) на кинетику переноса. В исходном состоянии (при  $t = 0$ )  $\phi_g^1 = \phi_g^2 = \phi_g^5 = 0 \text{ В}$ ,  $\phi_g^3 = 5 \text{ В}$ . Начальный заряд электронов находится под затворами 3 и 4 с плотностью, меньшей предельной. За первые 20 нс под затворами 3, 4 устанавливается квазиравновесное распределение подвижных электронов. Далее за время от 20 до 50 нс напряжение на затворе 2 линейно повышается до  $\phi_g^2 = 20 \text{ В}$ . Под затвором 2 появляется большая потенциальная яма, и электроны «стекают» в нее из-под затворов 3, 4.

На рис. 5, а приведены расчетные кривые изменения средней концентрации электронов  $n_s^4$  под затвором 4 с  $\mu = \text{const}$  (семейство кривых А) и  $\mu = \mu(E_s, n_s, T)$  (семейство кривых Б) для  $T = 300 \text{ К}$ . Из графика видно, что кривые семейства А существенно отличаются от кривых семейства Б. Скорость переноса электронов под затвор 2 при  $\mu = \mu(E_s, n_s, T)$  много ниже, чем при  $\mu = \text{const}$ . Численные эксперименты показали, что для  $T = 300 \text{ К}$ , когда зависимость  $\mu$  от  $n_s$  слабая (рис. 2 при малых  $n_s$ ), ограничение скорости переноса вызвано зависимостью  $\mu$  от электрического поля  $E_s$  (20). Влияние зависимости  $\mu$  от  $n_s$  и  $T$  на кинетику переноса иллюстрирует рис. 5, б, в. На рис. 5, б показано изменение средней концентрации электронов под затвором 4 при  $\mu = \mu(E_s, n_s, T)$  для интервала температур от 100 до 300 К. Зависимость  $\mu$  от  $n_s$ ,  $T$  для этого интервала температур приведена на рис. 2. Из рис. 2, б видно, что пока  $t < 250 \text{ нс}$   $n_s^4$  велико (более  $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ), скорость переноса с уменьшением  $T$  увеличивается. Это увеличение определяется ростом  $\mu$  с уменьшением  $T$  для  $n_s^4 > 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (см. рис. 2). Далее при  $t > 250 \text{ нс}$   $n_s^4$  со временем уменьшается так, что  $n_s^4 < 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Зависимость  $\mu$  от  $T$  для  $n_s^4 < 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  имеет вид кривой с максимумом (см. рис. 2). Уменьшение  $\mu$  приводит к тому, что скорость переноса с

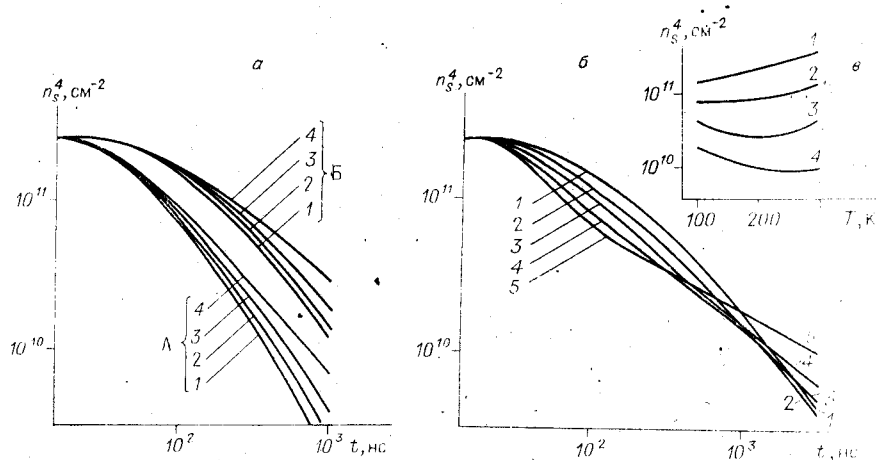


Рис. 5. Результаты расчета кинетики переноса заряда в системе МДП-структур по (7)–(17) без учета ПС для структуры на рис. 1 (слева от штриховой линии):

а — кинетика изменения средней концентрации подвижных электронов  $n_s^4$  под затвором 4 при  $\mu = \mu_0 = 400$  см<sup>2</sup>/В·с — семейство кривых А — и при  $\mu = \mu(E_g, n_s, T)$  (см. рис. 2) — семейство кривых Б; величина  $\Phi_g^4$  равна для кривых 1–4 5,001; 5,01; 5,05; 5,1 В соответственно; б — кинетика изменения средней концентрации подвижных электронов  $n_s^4$  под затвором 4 при  $\Phi_g^4 = 5,05$  В для различных температур;  $T$  равна для кривых 1–5 300, 250, 200, 150, 100 К соответственно; в — изменение средней концентрации  $n_s^4$  подвижных электронов под затвором 4 от температуры в различные моменты времени при  $\Phi_g^4 = 5,05$  В; величина  $t$  равна для кривых 1–4 100, 300, 1000, 3000 нс соответственно

уменьшением  $T$  ( $T < 200$  К) падает. На рис. 5, в показано изменение  $n_s^4$  от  $T$  в различные моменты времени. С увеличением  $t$  зависимость  $n_s^4$  от  $T$  изменяется от прямой к обратной.

**Кинетика переноса заряда с учетом влияния ПС.** Исследование влияния ПС проводилось на системе из четырех МДП-структур (рис. 1, справа от штриховой линии). В начальный момент времени  $\Phi_g^1 = \Phi_g^3 = \Phi_g^4 = 0$ ,  $\Phi_g^2 = 10$  В. Начальный заряд ( $n_s^2 = 3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>) находится под затвором 2. До момента времени  $t = 1000$  нс происходит заполнение ПС под затвором 2 (рис. 6, а, кривая 2) и одновременное уменьшение  $n_s^2$  (кривая 1). Далее потенциал на третьем затворе увеличивается до 20 В ( $\Phi_g^3 = 20$  В), подвижные электроны из-под затвора 2 переносятся под затвор 3 (кривая 3). Поверхностные состояния под затвором 2 опустошаются (кривая 4). С приходом электронов под затвор 3 происходит заполнение ПС под этим затвором (кривая 6). До тех пор пока скорость переноса электронов из-под затвора 2 больше скорости захвата на ПС, концентрация подвижных электронов  $n_s^3$  увеличивается (кривая 5). К концу процесса переноса скорость переноса уменьшается, а скорость захвата заряда на ПС остается прежней, что приводит к уменьшению  $n_s^3$  (кривая 5). На рис. 6, б показана рассчитанная функция распределения электронов на ПС в различные моменты времени для этой же задачи. Рис. 6, а, б иллюстрирует необходимость учета всего ЭСПС. Все эти результаты существенно отличаются от известных результатов расчета по линейным моделям и лучше согласуются с экспериментальными зависимостями. Детальное сравнение результатов моделирования с экспериментом — важная самостоятельная задача; ее решение позволит найти значения параметров, определяющих качество МДП-структур в реальных системах.

**Заключение. 1.** Получена система дифференциальных уравнений (7)–(17), описывающая кинетику переноса заряда в системе МДП-структур

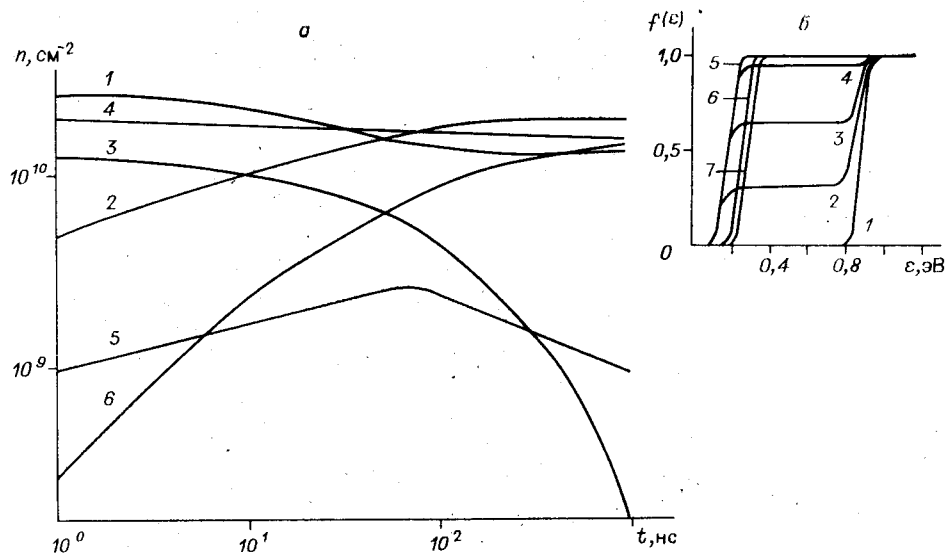


Рис. 6. Результаты расчета кинетики переноса заряда в системе МДП-структур по (7)–(17) с учетом ПС для структуры на рис. 1 (справа от штриховой линии): а — кинетика изменения концентрации подвижных электронов и электронов на поверхностных состояниях; кривые 1, 2 рассчитаны для времени от 0 до 1000 нс; 3–6 — для времени от 1000 до 2000 нс; 1–3 — концентрации  $n_s^2$ ; 2, 4 — концентрации электронов на ПС под затвором 2; 5 —  $n_s^3$ ; 6 — концентрации электронов на ПС под затвором 3; б — функция распределения электронов на ПС по запрещенной зоне в различные моменты времени; величина  $t$  для кривых 1–7 0, 10, 30, 100, 1000, 1500, 2000 нс соответственно

с учетом обмена подвижного инверсионного заряда с поверхностными состояниями и влияния флуктуаций поверхностного потенциала на подвижность носителей инверсионного заряда.

2. Предложен эффективный численный метод решения (7)–(17), основанный на известном алгоритме Шарфеттера — Гуммеля с неявной схемой по времени.

3. С помощью численного исследования предложенной модели показано, что: а) широко используемое приближение  $\mu = \text{const}$  дает существенную погрешность в расчете кинетики переноса заряда; б) существенна нелинейная зависимость кинетических характеристик переноса заряда от температуры, обусловленная влиянием ФПП на подвижность носителей; в) обмен с ПС происходит в широком диапазоне энергий в запрещенной зоне.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Elsaid M. H., Chamberlain S. G., Walt L. A. K. Computer model and charge transport studies in short gate charge-coupled devices.— *Solid-State Electron.*, 1977, v. 20, p. 61–69.
2. Chan C. H., Chamberlain S. G. Numerical methods for the charge-transfer analysis of charge-coupled devices.— *Solid-State Electron.*, 1974, v. 17, p. 491–499.
3. Ferguson R. S., Ryan W. D. Simple model and study of charge handling and injection in charge-coupled devices.— *IEEE Proc.*, 1981, v. 128, N 6, p. 218–224.
4. Зи С. Физика полупроводниковых приборов.— М.: Мир, 1984.
5. Kriegler R. J., Devenyi T. F., Chik K. D., Shappir J. Determination of surface-state parameters from transfer-loss measurements in CCD's.— *J. Appl. Phys.*, 1979, v. 50, N 1, p. 398–401.
6. Brews J. R. Theory of the carrier-density fluctuations in an IGFET near threshold.— *J. Appl. Phys.*, 1975, v. 46, N 5, p. 2181–2192.
7. Гергель В. А., Сурис Р. А. Исследование флуктуаций поверхностного потенциала в структурах металл — диэлектрик — полупроводник.— *ЖЭТФ*, 1978, т. 75, вып. 17.
8. Brews J. R. Carrier-density fluctuations and the IGFET mobility near threshold.— *J. Appl. Phys.*, 1975, v. 46, N 5, p. 2193–2203.
9. Guzev A. A., Kurishev G. L., Sinita S. P. Scattering mechanisms in inversion channels of MIS structures on silicon.— *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1972, v. 14, p. 41–50.

10. Гузев А. А. Проводимость кремниевых МДП-структур в области слабой инверсии: Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук.— Новосибирск: Изд-во ИФП, 1980.
11. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики.— М.: Наука, 1980.
12. Горбенко Н. И., Катешов В. А., Майоров Ю. К. ППП ЭФЕС — автоматизация решения краевых задач уравнения Пуассона для ЭВМ ЕС.— Новосибирск, 1985. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние; 552).

Поступила в редакцию 14 октября 1985 г.

УДК 621.382.82.001

А. И. АДАМСОНЕ, Б. С. ПОЛЬСКИЙ, Л. С. ПОХВАЛИНА,  
Я. С. РИМШАНС

(Рига)

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ И ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ КОМПОНЕНТОВ БИПОЛЯРНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

**Введение.** Достижения биполярной технологии привели к существенному уменьшению топологических размеров компонентов современных интегральных схем (ИС). Анализ и проектирование таких компонентов с помощью упрощенных математических моделей становятся затруднительными. Это связано с тем, что традиционные предположения, положенные в основу этих моделей, такие, как одномерность токов, постоянство подвижностей электронов и дырок, несущественность эффектов сильного легирования, возможность разбиения всей структуры на отдельные квазинейтральные области и области с объемной плотностью заряда и ряд других, могут существенно нарушаться в современных компонентах ИС. В связи с этим с середины 60-х годов начало складываться новое направление в моделировании, основанное на численном решении с помощью ЭВМ системы уравнений, описывающей процессы переноса носителей заряда и распределение потенциала электрического поля в приборе.

Особое значение это направление приобрело в связи с появлением функционально-интегрированных компонентов (И<sup>2</sup>Л, инжекционно-полевой логики и др.), работа которых носит принципиально многомерный характер. Поэтому проблема разработки пакетов прикладных программ (ППП), реализующих численные методы решения вышеуказанной системы уравнений, позволяющих проводить моделирование широкого класса компонентов современных ИС и наделенных хорошими сервисными возможностями, является крайне актуальной. По существу, такие ППП должны стать и становятся неотъемлемой частью системы автоматизированного проектирования (САПР) компонентов ИС. Перспективность и большие возможности такого направления в моделировании компонентов ИС неоднократно отмечались в литературе [1—5].

В настоящей работе дается описание математического и программного обеспечения (ППП «Альфа»), разработанного в ВЦ ЛГУ им. П. Стучки и предназначенного для моделирования широкого класса компонентов биполярных ИС.

**Математическая модель.** Система уравнений, описывающая процессы переноса носителей заряда в биполярных полупроводниковых приборах, в безразмерном виде представлена таким образом [6, 7]:

$$\operatorname{div} \mathbf{J}_n = R(p, n) + \frac{\partial n}{\partial t}; \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{J}_p = -R(p, n) - \frac{\partial p}{\partial t}; \quad (2)$$

$$\Delta \varphi = n - p - N; \quad N = N_d - N_a. \quad (3)$$