

УДК 621.382

Ю. О. Личманов, В. М. Масловский

(Москва)

**НАКОПЛЕНИЕ ЗАРЯДА В МОНОП-ЭЛЕМЕНТАХ ПАМЯТИ  
С НЕОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЦЕНТРОВ ЗАХВАТА  
В НИТРИДЕ КРЕМНИЯ\***

Численно моделируется переходный процесс накопления электронов в нитриде кремния МОНОП-структур. Полагается, что инжектируемые из кремния электроны захватываются как положительно заряженными моноэнергетическими центрами захвата, так и нейтральными ловушками «хвоста» плотности состояний в запрещенной зоне нитрида кремния. Показано, что такая модель адекватно описывает характеристики накопления заряда в МОНОП-структурах и долговременную релаксацию тока проводимости со временем по степенному закону. Путем сопоставления расчетных характеристик изменения напряжения плоских зон и релаксации тока во внешней цепи с экспериментальными определены параметры центров захвата и ловушек в нитриде кремния.

**Введение.** Разработка запоминающих устройств (ЗУ) большой емкости на основе МДП-структур — одно из важнейших направлений микроэлектроники [1]. В этой связи ведутся интенсивные исследования электронных процессов в аморфных диэлектриках на основе кремния (нитрид кремния (НК), окисел кремния (окисел)) для создания энергонезависимых электрически репрограммируемых постоянных запоминающих устройств (ЭРПЗУ) [2, 3]. Получившие широкое распространение ЭРПЗУ используют элементы памяти (ЭП) на основе МНОП (металл—НК—окисел—полупроводник (Si))- или ПНОП (в качестве полевого электрода выступает поликремний)-структур.

Запись информации в таких ЭП соответствует захвату заряда в пленке НК, который может сохраняться в течение длительного периода времени (порядка года) после отключения напряжения. При приложении напряжения записи электроны инжектируются в пленку НК и захватываются на локализованные состояния (ЦЗ) различного типа. Наиболее признанной теоретической моделью электронных процессов в МНОП-структурах является модель, в которой электроны захватываются моноэнергетическими центрами захвата (ЦЗ), однородно распределенными по толщине пленки НК [4, 5]. Однако такая модель не позволяет объяснить характер заключительной стадии переходного процесса: долговременную релаксацию полного тока и напряжения плоских зон. Установлено большое рассогласование в концентрации ЦЗ, определяемой по характеристикам накопления  $(0,5—0,9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3})$  [6, 7] и стеканию заряда  $(2—3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3})$  [4, 5]. Экспериментальные результаты работы [8] свидетельствуют о неоднородном пространственном распределении ЦЗ: в области, прилегающей к полемому электроду, концентрация ЦЗ  $N = 2—3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , а в объеме пленки (более 3 нм от межфазных границ) —  $N = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Исследования методом послойного стравливания также подтверждают неоднородность пространственного распределения ЦЗ [9].

\* Материалы были доложены на III Международном семинаре по моделированию приборов и технологий. Обнинск, июль 1993 г.

В настоящее время активно разрабатываются МНОП-ЭП с пониженным напряжением программирования для использования в ЭРПЗУ большой емкости (более 1 Мбит). В таких МНОП-ЭП толщина пленки НК  $\leq 30$  нм, и поэтому такая неоднородность распределения ЦЗ должна сказываться особенно заметно на их характеристиках.

Таким образом, необходимо создание теории, описывающей накопление электронов в НК, которая учитывала бы реальное пространственное и энергетическое распределения ЛС в НК. Вопрос о характере спектра ЛС является важнейшим, и ему посвящены многочисленные работы. В основном использовались представления о моноэнергетическом спектре ЦЗ. На основе анализа температурной зависимости полного тока и скорости деполяризации МНОП-структуры установлено энергетическое положение ЦЗ  $\Phi = 1,45 \pm 0,05$  эВ [10, 11]. Результаты [12], основанные на анализе изменения вольт-фарадных характеристик в процессе деполяризации МНОП-структуры, свидетельствуют о том, что ширина спектра ЦЗ составляет величину порядка 0,1 В, что значительно меньше глубины залегания. Поэтому использование предположения о моноэнергетичности ЦЗ представляется обоснованным.

Следует отметить, что представления о моноэнергетических ЦЗ не объясняют поведения экспериментальных зависимостей во всем временном интервале накопления заряда в МНОП-структурах. В этой связи интересны результаты работы [13], в которой спектр ЛС представляется в виде «хвоста» плотности состояний, экспоненциально убывающей в глубь запрещенной зоны НК. Однако сечение захвата нейтральных ЛС значительно меньше сечений ЦЗ, которые, согласно [4, 10], составляют величину  $\sigma \approx 3 \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup>. Такая модель [13] не обеспечивает достаточную плотность ЛС с энергией порядка 1,5 эВ, необходимую для хранения информационного заряда большой плотности. Тем не менее использование представлений о «хвостах» плотности состояний для аморфного НК вполне обосновано, поскольку соответствует общепризнанным представлениям о спектре ЛС в аморфных полупроводниках [14, 15]. Наличие таких «хвостов» в НК, наряду с глубокими ЦЗ, подтверждается также теоретическим расчетом спектра электронных состояний [16]. Концентрация ЛС в «хвостах», сформированных слабыми Si—Si-связями, составляет  $N_i \approx 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, что значительно превосходит концентрацию глубоких ЦЗ, сформированных Si—H<sup>+</sup>—Si-дефектами [17].

Таким образом, наиболее адекватной является модель накопления заряда в НК [18], учитывающая захват инжектированных электронов как глубокими ЦЗ, так и ЛС «хвоста» плотности состояний.

**Физическая модель.** Предлагаемая физическая модель электронных процессов в МНОП-структурах, основанная на модели [18], дополнительно учитывает неоднородность пространственного распределения ЦЗ в НК и заключается в следующем:

- электроны, туннелирующие через пленку SiO<sub>2</sub> в НК, захватываются положительно заряженными моноэнергетическими ЦЗ и нейтральными ловушками «хвоста» плотности состояний;

- темп генерации электронов с ЦЗ определяется эффектом Пула — Френкеля (ЭПФ), тогда как с ловушек «хвоста» плотности состояний — обычной тепловой генерацией;

- ток инжекции электронов определяется электрическим полем в пленке SiO<sub>2</sub>;

- слой диэлектрика (оксинитрида кремния) под полевым электродом не ограничивает ток через МНОП-структуру.

Накопление электронов в НК МНОП-структуры описывается системой уравнений:

уравнение для полного тока

$$I(t) = J + \frac{\epsilon_{\text{п}} \partial E}{4\pi \partial t}; \quad (1)$$

уравнение Шокли — Рида для перезарядки положительно заряженных ЦЗ

$$\frac{\partial f(x)}{\partial t} = \gamma \left[ n(1 - f(x)) - f(x)n_1(E) \right], \quad (2)$$

в котором параметр Шокли — Рида  $n_1(E)$  записан с учетом ЭПФ;  
уравнение Шокли — Рида для перезарядки ловушек

$$\frac{\partial f(x, \varepsilon)}{\partial t} = \gamma \left[ n(1 - f(x, \varepsilon)) - f(x, \varepsilon)n_i(\varepsilon) \right]; \quad (3)$$

уравнение Пуассона

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi q}{\varepsilon_n} \left[ N(f(x) - f_0) + \int_0^{\infty} N(\varepsilon)(f(x, \varepsilon) - f_0(\varepsilon))d\varepsilon \right], \quad (4)$$

в котором второе слагаемое учитывает заряд на ЛС. Здесь  $E$  — электрическое поле, меняющееся по толщине НК;  $\varepsilon_n$  — диэлектрическая проницаемость НК;  $J$  — ток проводимости;  $n_1(E) = n_i(\Phi)\exp(\sqrt{E/E_f})$ ,  $n_i(\varepsilon) = N_c\exp(-\varepsilon/kT)$ ;  $N_c$  — эффективная плотность состояний зоны проводимости;  $E_f = (T/q)^2\varepsilon_n/4q$  — характерное поле ЭПФ;  $\gamma_i = \sigma_i v_i$  и  $\gamma = \sigma v$ , где  $\sigma_i$  и  $\sigma = N^{-2/3}$  [8] — сечения захвата ловушек и ЦЗ соответственно;  $v_i$  и  $v$  — тепловая и дрейфовая скорости соответственно;  $f(x, \varepsilon)$  — степень заполнения ловушек. До инъекции электронов исходная степень заполнения ловушек описывается распределением Ферми — Дирака  $f_0(\varepsilon) = (\exp((\varepsilon_f - \varepsilon)/kT) + 1)^{-1}$ , где  $\varepsilon_f$  — уровень Ферми, который находится из исходного заполнения ЦЗ:

$$f_0 = (\exp((\varepsilon_f - \Phi + \sqrt{E_i/E_f})/kT) + 1)^{-1},$$

откуда следует, что

$$\varepsilon_f = \Phi - \sqrt{E_i/E_f} + kT \ln(1/f_0 - 1),$$

здесь  $E_i = U/l^*$ ;  $U$  — напряжение на структуре;  $l^* = (\varepsilon_n/\varepsilon_o)d_o + l + (\varepsilon_n/\varepsilon_d)d$  — приведенная толщина многослойного диэлектрика, где  $l$  — толщина НК;  $d_o$ ,  $d$  и  $\varepsilon_o$ ,  $\varepsilon_d$  — толщины SiO<sub>2</sub> (слоя окисла) и диэлектрического слоя (оксинитрида кремния) под металлом и их диэлектрические проницаемости соответственно;  $\Phi$  — энергетическое положение ЦЗ и  $f_0$  — их начальное заполнение, являющиеся параметрами модели.

Граничные условия задаются амплитудой приложенного к МОНОП-структуре прямоугольного импульса напряжения

$$U = \int_0^l E(x, t)dx + E(0, t) \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_o} d_o + E(l, t) \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_d} d,$$

а также зависимостью величины тока инъекции, представляющего собой туннельный ток Фаулера — Нордгейма  $J_s = A\exp(\alpha^*/E(0, t))$  ( $A \approx 10^8$  А/см<sup>2</sup> — предэкспонента туннельного тока;  $\alpha^*$  — характерное поле туннельного тока), от поля  $E(0, t)$  на инжектирующем контакте [3, 4]. Начальное условие  $E(x, 0) = E_i = U/l^*$ . При рассмотрении переноса заряда в сильных полях диффузионным током по сравнению с дрейфовым можно пренебречь [7, 8]:  $J = qvn$  ( $n$  — концентрация электронов в зоне проводимости НК). Обычно полагается [4], что дрейфовая скорость  $v$  в сильных полях достигает насыщения и поэтому слабо меняется по толщине пленки НК.

Математическое моделирование накопления заряда в МОНОП-структурах. Полученная система уравнений в частных производных (1) — (4) с указанными граничными и начальными условиями не допускает аналитического решения (кроме некоторых предельных случаев). Полная картина переходного

го процесса после приложения к МОНОП-структуре напряжения получена решением этой системы численными методами. Система (1)–(4) сводится к системе интегродифференциальных уравнений, записанной в безразмерных переменных. Для этого сначала уравнение (4) дифференцируем по времени

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} = \frac{4\pi q}{\varepsilon_n} \left[ N \frac{\partial f(x)}{\partial t} + N_t \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_t}\right) \frac{1}{\varepsilon_t} \frac{\partial f(x, \varepsilon)}{\partial t} d\varepsilon \right],$$

а затем, используя уравнения (1)–(3), получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} I(t) = J + \frac{\varepsilon_n}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} = J_s + \frac{\varepsilon_n}{4\pi} \frac{\partial E(0, t)}{\partial t}; \\ \frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} + \gamma \left( \frac{J}{qv} + n_1(E) \right) \frac{\partial E}{\partial x} - \frac{4\pi q N}{\varepsilon_n} \gamma \left( \frac{J}{qv} (1 - f_0) - f_0 n_1(E) \right) - \\ - \frac{4\pi q N_t}{\varepsilon_n} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_t}\right) \left[ \frac{J}{qv} (\gamma_t + f(x, \varepsilon)(\gamma - \gamma_t)) + \right. \\ \left. + f(x, \varepsilon)(\gamma n_1(E) - \gamma_t n_1(\varepsilon)) - \gamma f_0(\varepsilon) \left( \frac{J}{qv} + n_1(E) \right) \right] d\varepsilon = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Вводится новая переменная  $F(x, t) = \tilde{E}(x, t) - \tilde{E}(0, t)$ , где  $\tilde{E} = \frac{E - E_t}{E_t} = F - S$ ;

$$S = \frac{1}{L} \left( \int_0^l F(x) dx + F(l) \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_d} d \right) = \frac{\Delta U_{fb}}{E_t L};$$

$\Delta U_{fb}$  — изменение напряжения плоских зон;  $L = l + \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_d} d$ ;  $y = x\theta N$ ;  $\theta = \frac{1 - f_0}{f_0}$ ;  
 $\tau = t J_f \frac{4\pi}{\varepsilon_n E_t}$ , где  $J_f = qv n_1(E_t)/\theta$  — ток Пула — Френкеля при  $E = E_t$  и  $f = f_0$ ;  
 $\tilde{J} = J/J_f$ .

После подстановки система (5) сводится к интегродифференциальному уравнению второго порядка:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 F}{\partial y \partial \tau} + \frac{\partial F}{\partial y} b \left[ \tilde{J}(S) - \frac{\partial F}{\partial \tau} + \theta \exp(\sqrt{E_t/E_f}(\sqrt{1 + F - S} - 1)) \right] + \\ & + f_0 \theta \left[ \frac{\partial F}{\partial \tau} + \exp(\sqrt{E_t/E_f}(\sqrt{1 + F - S} - 1)) - \tilde{J}(S) \right] - \\ & - \frac{N_t}{N} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_t}\right) \frac{1}{\varepsilon_t} \left[ \left( \frac{\sigma_t}{\sigma} + \left(1 - \frac{\sigma_t}{\sigma}\right) f(x, \varepsilon) \right) \left( \tilde{J}(S) - \frac{\partial F}{\partial \tau} \right) + \right. \\ & + \theta f(x, \varepsilon) \left( \exp(\sqrt{E_t/E_f}(\sqrt{1 + F - S} - 1)) - \frac{\sigma_t}{\sigma} \frac{n_t(\varepsilon)}{n_1(E_t)} \right) - \\ & \left. - f_0(\varepsilon) \left( \tilde{J}(S) - \frac{\partial F}{\partial \tau} + \theta \exp(\sqrt{E_t/E_f}(\sqrt{1 + F - S} - 1)) \right) \right] d\varepsilon = 0, \end{aligned}$$

где  $b = \frac{\sigma \varepsilon_n E_t}{4\pi q}$ , со следующими начальными и граничными условиями:

$$F(y, 0) = 0; \quad F(0, \tau) = 0; \quad \tilde{J}(S) = p \exp\left(\frac{\alpha^*}{E_t(1 - S)}\right),$$

где

$$p = \frac{A \theta \exp\left(\frac{\Phi}{kT}\right)}{q v N_c \exp(\sqrt{E_i/E_f})}$$

В соответствии с системой уравнений (5) уравнения для функции заполнения ЦЗ и ловушек имеют вид

$$f(x) = f_0 + b \frac{\partial F}{\partial y} - \frac{1}{N} \int_0^{\infty} N(\epsilon)(f(x, \epsilon) - f_0(\epsilon)) d\epsilon;$$

$$\frac{\partial f(x, \epsilon)}{\partial t} = b_i \left[ \left( \tilde{J}(S) - \frac{\partial F}{\partial t} \right) \left( 1 - f(x, \epsilon) - \theta f(x, \epsilon) \frac{n_t(\epsilon)}{n_1(E_i)} \right) \right],$$

где  $b_i = \frac{\sigma_i \epsilon_{ii} E_i}{4\pi q}$ . Решение этого нелинейного интегродифференциального уравнения получено численными методами. (Для каждого момента времени решается краевая задача по распределению поля сеточным методом. Затем, исходя из полученного решения, находятся краевые условия для следующего момента времени.)

**Анализ результатов моделирования.** Для определения влияния различных параметров системы на характеристики накопления информационного заряда в МОНОП-элементах памяти проведен ряд численных экспериментов, а именно: изучены поведение системы при больших временах накопления, роль локализованных состояний и их вклад в характеристики накопления и другие параметры модели.

Численные решения системы уравнений (1), (5) получены при различных параметрах физической модели. Для ряда параметров использовались значения, близкие к теоретическим:  $\alpha^* = -117$  МВ/см;  $A = 3 \cdot 10^8$  А/см<sup>2</sup>;  $f_0 = 0,02$ ;  $v = 10^4$  см/с. Именно такие значения параметров обеспечили наилучшее согласование с семейством экспериментальных зависимостей характеристик накопления заряда при различных напряжениях записи [18]. Качественные особенности решения видны на рис. 1, где представлены временные зависимости изменения напряжения плоских зон, инжектируемого тока и тока во внешней цепи, а также степени заполнения ЦЗ в нитриде кремния вблизи инжектирующего контакта. Все расчеты выполнялись при температуре 300 К для МОНОП-структур с толщиной нитрида кремния 41 нм, а толщины окисла

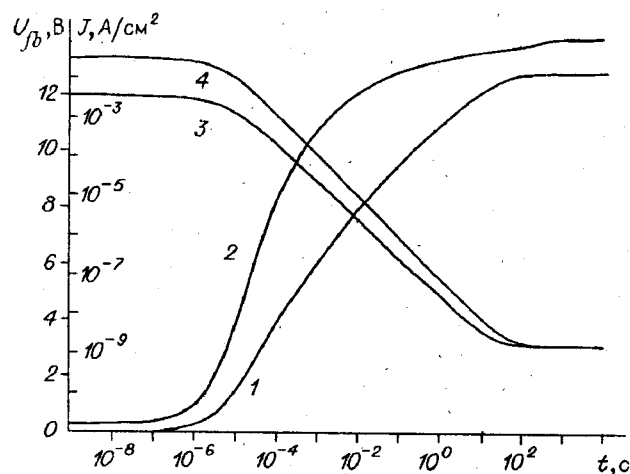


Рис. 1. Переходные характеристики накопления заряда в МОНОП-структурах без ловушек:

1 - напряжение плоских зон, 2 - степень заполнения ЦЗ у границы с оксидом, 3 - полный ток, 4 - ток инжекции;  
 $U = 30$  В

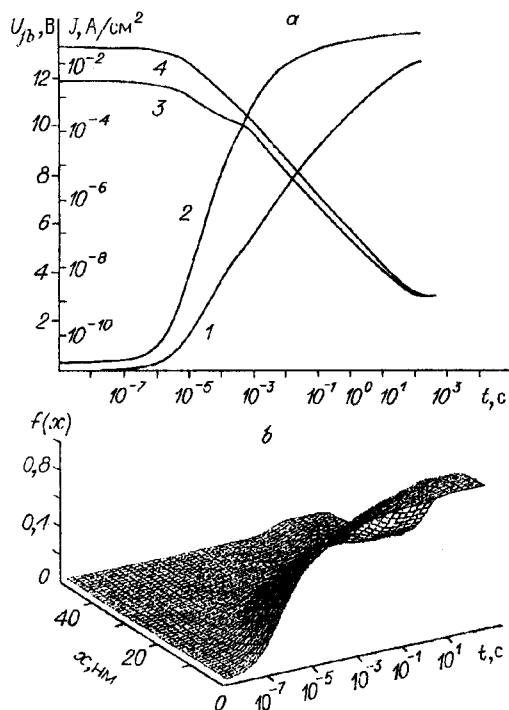


Рис. 2. Переходные характеристики накопления заряда в МОНОП-структурах при дополнительном введении одного уровня ловушек  $N(\epsilon = 0,2 \text{ эВ}) = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

*a* — характеристики накопления; *b* — эволюция пространственного распределения степени заполнения ЦЗ

и оксинитрида составляли по 5 нм. Результаты расчетов подтвердили справедливость выводов работы [4] о том, что накопление заряда практически прекращается при временах, соответствующих времени генерации носителей с ЦЗ вдали от инжектирующего контакта:

$$\tau_g = (\gamma n_1(E_1))^{-1},$$

где  $E_1 \cong E_i + 2\sqrt{E_i E_f}$  — максимальное поле в нитриде кремния.

Для исследования влияния ловушек первоначально проведено моделирование процесса накопления в отсутствие ловушек (см. рис. 1) и затем с одним уровнем ловушек с энергетическим положением  $\Phi = 0,2 \text{ эВ}$  (рис. 2). Оказа-

лось, что характер накопления заряда при  $t \ll \tau$ , слабо зависит от наличия ловушек. Влияние ловушек проявляется при характерных временах генерации электронов с ловушек  $\tau_i = (\gamma_i n_i)^{-1} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ . При этих временах наблюдается особенность в поведении полного тока во времени, проявляющаяся в замедлении роста напряжения плоских зон по сравнению с зависимостью на рис. 1.

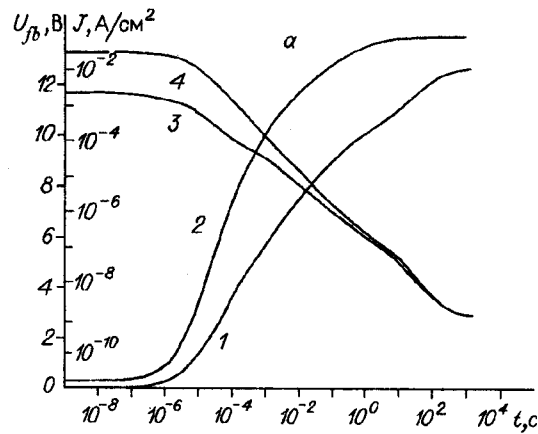
На рис. 2, *b* отражено изменение характера пространственного (по толщине пленки нитрида кремния) распределения степени заполнения ЦЗ со временем. При временах  $t > \tau_g$  начинается перераспределение заполнения ЦЗ вследствие заметной генерации электронов с ЦЗ. При этом центроида захваченного заряда смещается в сторону инжектирующего контакта.

Переход к квазинепрерывному спектру ловушек  $N(\epsilon) = N_i \exp(-\epsilon/\epsilon_i)/\epsilon_i$ ,  $N(\epsilon) = 0$  при  $\epsilon < 0,2 \text{ эВ}$  (такое зануление существенно сокращает время счета, но незначительно влияет на результаты моделирования вследствие малой величины заряда, который мог бы быть захвачен этими ловушками), где  $N_i$  — объемная плотность ловушек (рис. 3), привел к расширению временного диапазона существования особенности, проявившейся на рис. 2. Временной диапозону уменьшенных значений напряжения плоских зон соответствует интервалу характерных времен генерации электронов для всего диапазона энергетического положения ловушек. На рис. 3, *b* отражено изменение со временем характера энергетического распределения степени заполнения ловушек. Видно, что происходит сначала заполнение, а затем опустошение тех ловушек, энергия которых оказывается выше опускающегося вследствие уменьшения тока проводимости через НК квазиуровня Ферми. Максимальное заполнение более глубоких ловушек достигается при больших временах.

Результаты моделирования показывают, что имеется значительное влияние характера пространственного распределения ЦЗ на характеристики накопления заряда. В соответствии с экспериментальными результатами полагаем, что распределение ЦЗ обладает пространственной неоднородностью и происходит экспоненциальное уменьшение концентрации ЦЗ по мере удаления

Рис. 3. Переходные характеристики накопления заряда в МОНОП-структурах при 10 уровнях ловушек с энергией в диапазоне 0,2 эВ — (0,2 эВ + 9kT):

*a* — характеристики накопления; *b* — эволюция энергетического распределения степени заполнения ЛС;  $\bar{\epsilon} = (\epsilon - 0,2 \text{ эВ})/kT$ ;  $\epsilon_t = 0,2 \text{ эВ}$ ,  $N_t = 10^{20} \text{ см}^{-3}$



от Si—SiO<sub>2</sub> границы. Таким образом, пространственное распределение ЦЗ в НК выражается зависимостью

$$N(x) = N_v + (N_s - N_v) \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right),$$

где  $N_s$  — концентрация ЦЗ вблизи поверхности;  $N_v$  — их концентрация в объеме;  $\lambda$  — характерное расстояние (порядка 2—4 нм).

Результаты моделирования (рис. 4) показывают, что кривая временной зависимости напряжения плоских зон становится более крутой, когда ЦЗ локализованы вблизи межфазной границы с окислом. Сравнение с экспериментально определенными зависимостями характеристик накопления заряда (рис. 4, *a*, *b*) и долговременной релаксации полного тока показывает, что учет такого неоднородного пространственного распределения заряда дает лучшее соответствие с экспериментом. При этом параметры, позволяющие добиться наилучшего приближения, следующие:

$$N_s = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}; \quad N_v = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}; \quad \lambda = 3 \text{ нм};$$

$$\Phi = 1,45 \text{ эВ}; \quad N_t = 4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^{-3}; \quad \sigma_t = 10^{-15} \text{ см}^2; \quad \epsilon_t = 0,2 \text{ эВ}.$$

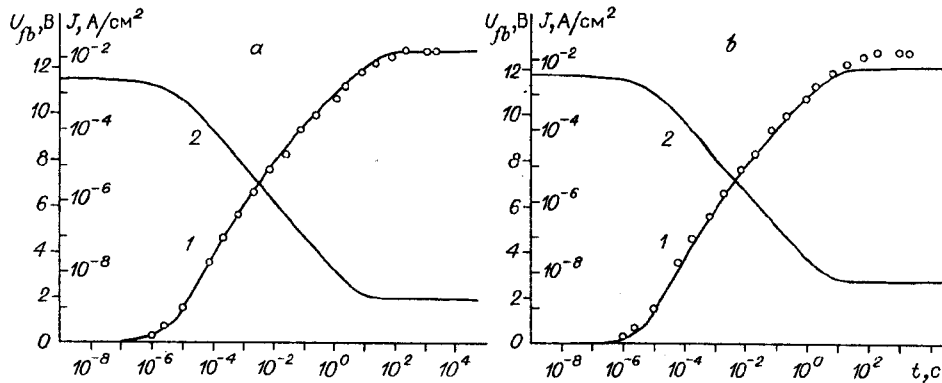
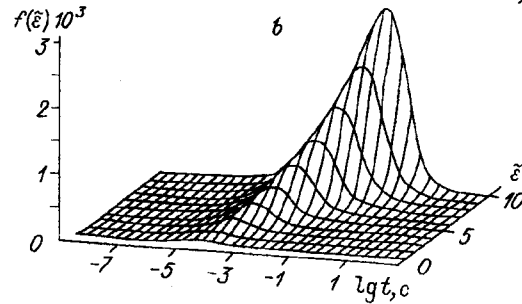


Рис. 4. Переходные характеристики накопления заряда в МОНОП-структурах при неоднородном (*a*) и однородном (*b*) распределениях ЦЗ по глубине нитрида:

*a* —  $N_s = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_v = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ; *b* —  $N = 6,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ : о — экспериментальные значения; 1 — напряжение плоских зон; 2 — полный ток

Подобные характеристики накопления в предположении однородного распределения ЦЗ достигаются только при концентрации ЦЗ порядка  $1,4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , что значительно превышает значения, вытекающие из результатов экспериментов по определению концентрации ЦЗ в объеме [6, 7].

**Заключение.** Разработана физическая модель транспортных процессов заряда в аморфном нитриде кремния МНОП-структур элементов памяти при приложении к структуре импульса напряжения. Существенным моментом предложенной модели по сравнению с ранее разработанными моделями является учет пространственной неоднородности распределения ЦЗ в НК.

Учет пространственной неоднородности распределения центров захвата в нитриде кремния позволил впервые получить расчетные характеристики, максимально согласующиеся с экспериментальными данными, при концентрациях центров захватов, совпадающих с полученными из эксперимента:  $N_s = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_v = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ;  $\Phi = 1,45 \text{ эВ}$ . Аналогичные характеристики в предположении однородного распределения достигались только при концентрациях центров захвата порядка  $1,4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , что гораздо больше значений, следующих из эксперимента.

Учет влияния ловушек «хвоста» плотности состояний и их энергетического спектра позволил определить характер вносимых ловушками изменений в характеристики накопления заряда. Оказалось, что ловушки существенно замедляют темпы накопления информационного заряда при временах, больших времен генерации носителей с ловушек, существенно модифицируя транспорт носителей в НК.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нитрид кремния в электронике /Под ред. А. В. Ржанова. Новосибирск: Наука, 1982.
2. Электронные процессы в запоминающих многослойных структурах // Труды ФИАН. 1988. 184.
3. Libisch F. R., White M. H. Charge transport and storage of low programming voltage SONOS/MONOS memory devices // J. Sol. State Electron. 1990. 33. P. 105.
4. Мальцев А. И., Масловский В. М., Нагин А. П. и др. Пространственное распределение объемного заряда в диэлектрике МНОП-структуры // Микроэлектроника. 1976. 5.
5. Гергель В. А., Масловский В. М. Переходные процессы при захвате заряда в диэлектриках // Микроэлектроника. 1979. 8, вып. 4.
6. Масловский В. М., Нагин А. П. Определение концентрации ловушек в диэлектрике МДП-структуры из характеристик накопления заряда // Микроэлектроника. 1981. 10, вып. 3.
7. Lehovec K., Grain D. W. Charge centroid and trapping model for MNOS structures // J. Appl. Phys. 1976. 47. P. 2763.
8. Аганин А. П., Масловский В. М., Нагин А. П. Определение параметров центров захвата в нитриде кремния МНОП-структуры при инжекции электронов из полевого электрода // Микроэлектроника. 1988. 17, вып. 4.
9. Nabok A. V., Nesterenko B. A., Shirshov Yu. M. et al. Profile of trapped charge in silicon nitride films in MNOS structures // Phys. Stat. Sol. (a). 1984. 82. P. 221.
10. Гриценко В. А., Меерсон Е. Е., Травков И. В., Голтвянский Ю. В. Нестационарный перенос электронов и дырок в режиме деполяризации МНОП-структур: эксперимент и численное моделирование // Микроэлектроника. 1987. 16, вып. 1.
11. Гадияк Г. В., Гриценко В. А., Романов Н. А., Травков И. В. Монополярная проводимость МНОП-структур, ограниченная эффектом Френкеля // Там же.
12. Меерсон Е. Е., Сеница С. П. Дисперсионный транспорт заряда в аморфном нитриде кремния // Там же.
13. Rakerus P. A., Gurtov V. A. // Sol. State Electron. 1991. 34. P. 63.
14. Мотт И., Девис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1974.
15. Адлер Д. Приборы на аморфных полупроводниках // УФН. 1978. 125, вып. 4.
16. Robertson J., Powell M. J. // Appl. Phys. Lett. 1984. 44. P. 415.
17. Масловский В. М. Об одном механизме деградационных процессов в МНОП-структурах // Микроэлектроника. 1987. 16, вып. 4.
18. Maslovsky V. M., Simanovich E. V. Prolonged storage of electrons in MONOS-structures // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1993. 284. P. 159.

Поступила в редакцию 29 декабря 1994 г.