

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

УДК 621.315.592

Г. В. Гадияк

(Новосибирск)

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАКОПЛЕНИЯ ЗАРЯДА В МДП-ТРАНЗИСТОРЕ*

Приведены результаты численного моделирования процесса радиационного накопления заряда в подзатворном диэлектрике на основе диффузионно-дрейфовой модели. В модели учтены процессы захвата и эмиссии носителей с неоднородно распределенных ловушек. Показано, что для удовлетворительного описания процессов накопления заряда достаточно использовать подвижности электронов и дырок одного порядка по величине и экспериментальные значения для сечений захвата и рекомбинации носителей. Рассчитаны ВАХ МДП-транзистора с учетом эффектов лавинного умножения.

Микроминиатюризация полупроводниковых приборов влечет за собой уменьшение толщин диэлектрических слоев и покрытий, используемых в этих приборах, что, в свою очередь, повышает требования к уровню их электрической прочности. Как известно, высокие электрические поля вызывают разогрев носителей заряда и их заброс в соответствующую зону в диэлектрике (SiO_2 [1]). Наличие в SiO_2 ловушек для электронов и дырок приводит к накоплению в них заряда и искажению полей, что означает деградацию прибора [2]. Деградация может существенно возрасти в условиях внешней радиации, поскольку под действием ионизирующего излучения в самом подзатворном диэлектрике генерируются пары электронов и дырок, которые, захватываясь на ловушки, образуют накопленный заряд. Результаты экспериментальных исследований по накоплению заряда при действии внешнего ионизирующего излучения представлены в [2—4]. Первые теоретические расчеты были выполнены в [5, 6], а затем дополнены в [7]. В ранее выполненных расчетах используется диффузионно-дрейфовое приближение.

В настоящей работе сделана попытка построения количественной модели кинетики накопления заряда в МДП-структурах, сопоставления найденных расчетных и экспериментальных данных [2, 4] и получения пробойных напряжений для МДП-транзистора для разных доз внешнего облучения.

Физическая модель. В данной работе предлагается подход, являющийся развитием модели [5—7]. В ее основе лежит решение уравнений диффузионно-дрейфового приближения. Система уравнений имеет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} + g + T_n - R_p; \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} + g + T_p - R_n; \quad (2)$$

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

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} (p - n + p_i - n_i); \quad (3)$$

$$\frac{\partial p_i}{\partial t} = T_p - R_p - \text{tun}_p; \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = T_n - R_n - \text{tun}_n, \quad (5)$$

где

$$J_n = e\mu_n E + eD_n \frac{\partial n}{\partial x}; \quad (6)$$

$$J_p = e\mu_p E - eD_p \frac{\partial p}{\partial x}; \quad (7)$$

$$T_n = \sigma_n v_{in} n (N_i^n(x) - n_i(x)) - n_i(x) \nu_e \exp\left(-\frac{\epsilon_n}{kT}\right); \quad (8)$$

$$T_p = \sigma_p v_{ip} p (N_i^p(x) - p_i(x)) - p_i(x) \nu_p \exp\left(-\frac{\epsilon_p}{kT}\right); \quad (9)$$

$$R_p = \sigma_{rn} v_{ip} p n_i; \quad (10)$$

$$R_n = \sigma_{rp} v_{in} n p_i; \quad (11)$$

$$\text{tun}_n = n_i \nu_n \exp\left(-\xi_n \int \sqrt{(\epsilon_n - Ex)} dx\right); \quad (12)$$

$$\text{tun}_p = p_i \nu_p \exp\left(-\xi_p \int \sqrt{(\epsilon_p - Ex)} dx\right). \quad (13)$$

В уравнениях учитывались процессы захвата электронов и дырок на ловушечные центры и ионизация с последних в модели Френкеля, туннелирование с ловушек в электроды и из электродов в зону проводимости (для электронов) и валентную зону (для дырок). Поскольку концентрации свободных носителей невысокие, то рекомбинация учитывалась только между свободными электронами и захваченными дырками или между свободными дырками и захваченными электронами. Здесь использованы следующие обозначения: $n(x)$, $p(x)$, n_i , p_i , N_i^n , N_i^p , $E(x)$ — концентрации свободных электронов и дырок, захваченных на ловушки электронов и дырок, ловушечных центров для электронов и дырок, электрическое поле; v_{in} , v_{ip} — тепловые скорости электронов и дырок; μ_n , μ_p , D_n , D_p — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок; ϵ — диэлектрическая постоянная; ϵ_n , ϵ_p — энергии ловушек для электронов и дырок; σ_n , σ_p , σ_{rn} , σ_{rp} — сечения захвата и рекомбинации электронов и дырок; ν_n , ν_p — частота ионизации ловушек для электронов и дырок соответственно; g — темп генерации электронов и дырок; e , T , k — заряд электрона, температура и постоянная Больцмана соответственно; $\epsilon\epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость. Предполагается, что подвижности и коэффициенты диффузии связаны соотношением Эйнштейна. Для концентрации ловушечных центров использовались следующие выражения:

$$N_i^n(x) = N_{i0}^n \exp(-(x - x_0)^2 / (\xi_{n0})^2) + N_{i1}^n \exp(-(x - x_L)^2 / (\xi_{nL})^2) + N_2^n;$$

$$N_i^p(x) = N_{i0}^p \exp(-(x - x_0)^2 / (\xi_{p0})^2) + N_{i1}^p \exp(-(x - x_L)^2 / (\xi_{pL})^2) + N_2^p.$$

Здесь предполагается, что вблизи границ раздела Si—SiO₂ ($x = L$) и SiO₂—Me ($x = 0$) находятся приэлектродные слои с высокой концентрацией ловушечных центров. Как правило, дырки накапливаются вблизи границы Si—SiO₂, а электроны — вблизи SiO₂—Me; x_0, x_L — положения максимумов концентраций ловушечных центров для электронов и дырок; $\xi_{n0}, \xi_{nL}, \xi_{p0}, \xi_{pL}$ — дисперсия распределения ловушек для электронов и дырок вблизи обоих электродов; N_2^n, N_2^p — постоянные в распределении ловушек для электронов и дырок.

Краевые условия для приведенной системы уравнений имеют вид:

$$\begin{aligned} n(x=0, t) &= J_{\text{tun}}^n(0)/v_{nd} / e; & n(x=L, t) &= J_{\text{tun}}^n(L)/v_{nd} / e; \\ p(x=0, t) &= J_{\text{tun}}^p(0)/v_{pd} / e; & p(x=L, t) &= J_{\text{tun}}^p(L)/v_{pd} / e; \\ \varphi(0) &= 0, & \varphi(L) &= V_g, \end{aligned}$$

где $J_{\text{tun}}^n(0), J_{\text{tun}}^n(L), J_{\text{tun}}^p(0), J_{\text{tun}}^p(L)$ — туннельные токи для электронов и дырок через границы разделов, имеющие вид:

$$\begin{aligned} J_{\text{tun}}^n(0) &= A_n E^2(0) \exp(-\alpha_n \varphi_n^{3/2}(0)/E(0)); \\ J_{\text{tun}}^n(L) &= A_n E^2(L) \exp(-\alpha_n \varphi_n^{3/2}(L)/E(L)); \\ J_{\text{tun}}^p(0) &= A_p E^2(0) \exp(-\alpha_p \varphi_p^{3/2}(0)/E(0)); \\ J_{\text{tun}}^p(L) &= A_p E^2(L) \exp(-\alpha_p \varphi_p^{3/2}(L)/E(L)). \end{aligned}$$

Туннелирование учитывалось в приближении треугольного барьера. Здесь $\varphi_n(0), \varphi_n(L), \varphi_p(0), \varphi_p(L)$ — высоты барьеров на границах разделов для электронов и дырок соответственно; $A_n, A_p, \alpha_n, \alpha_p$ — константы туннелирования; V_g — напряжение на затворе (диэлектрике).

Начальные условия для системы уравнений:

$$n(x, t=0) = 0, \quad p(x, t=0) = 0, \quad n_i(x, t=0) = 0, \quad p_i(x, t=0) = 0.$$

Согласно измерениям [8], подвижность дырок меняется со временем и на несколько порядков меньше подвижности электронов. В [1] обсуждаются модели, объясняющие такую низкую подвижность. В [4, 6, 7] выполнены расчеты, в которых подвижности электронов и дырок различались примерно на семь порядков. Однако чтобы получить удовлетворительное согласие с экспериментальными данными, авторы приняли для сечения захвата дырок на ловушку $\sigma_p = 10^{-21}$ см², что не соответствует хорошо известным экспериментальным данным [9, 10], $\sigma_p = 10^{-15}$ см². На этот странный экспериментальный факт обращали внимание авторы [5, 11]. Отметим также, что если решать кинетическое уравнение Больцмана для дырок, то для уменьшения на семь порядков средней дрейфовой скорости потребовалось бы уменьшение силовой постоянной электрон-фононного взаимодействия [12, 13] на три порядка. Это нельзя объяснить на основе строгих квантовых расчетов. Поэтому в настоящей работе использовались подвижности для электронов и дырок одного порядка по величине $D_n = 0,5, D_p = 0,1$ см²/с и сечения захвата на ловушки $\sigma_p = 0,5 \times 10^{-15}$ см², $\sigma_n = 0$, сечения рекомбинации $\sigma_{rn} = 0, \sigma_{rp} = 5 \cdot 10^{-15}$ см². При этом использовались экспериментальные данные [2, 4, 7, 9, 10]. Одной из важных характеристик задачи является накопленный заряд, который определяет величину сдвига плоских зон

$$\Delta V_{FB} = \frac{e^2}{\epsilon \epsilon_0} \int_0^L \rho(x) x dx, \quad (14)$$

где $\rho(x)$ — заряд в точке x в диэлектрике.

После завершения расчетов накопления заряда в подзатворном диэлектрике решалась задача построения вольт-амперных характеристик (ВАХ) МДП-транзистора в приближении тонкого диэлектрика с учетом накопленного заряда и ударного размножения в приближении модели Чинова. Для расчетов использовалась программа [14], где решались стационарные уравнения непрерывности для электронов и дырок и уравнение Пуассона в двумерной постановке. В работе не рассматривается нестационарное поведение МДП-транзистора во время радиационного воздействия, так как на стационарные ВАХ оказывает влияние только накопленный в диэлектрике захваченный заряд.

Метод расчета. Система уравнений (1)–(3) решалась численно. Уравнения непрерывности (1), (2) решались с использованием схемы Шарфеттера — Гуммеля [15] второго порядка точности на неравномерной сетке. Нестационарные уравнения решались по неявной схеме первого порядка точности с линеаризацией по Ньютону. Шаг по времени выбирался растущим по времени с инкрементом роста $\delta t^n / \delta t^{n-1} = 1,1$ при условии, что число итераций по нелинейности не превышает 5. Точность расчетов была не хуже чем 0,1 %.

Результаты численного моделирования. Под действием внешнего излучения в диэлектрике идет равномерная по толщине генерация электрон-дырочных пар, которые в начальный момент захватываются на неоднородно распределенные ловушечные центры (быстрый процесс). Затем, благодаря накопленному заряду, растет вероятность рекомбинации свободных носителей с носителями, захваченными на ловушки, и вероятность их ионизации с заполненных центров. Наконец, в системе устанавливается динамическое равновесие между процессами захвата носителей на ловушки и их освобождением. В результате получаем стационарное распределение величин.

Следовательно, в задаче существует иерархия времен, отвечающая различным процессам. Из оценок характерных времен процессов следует, что время пролета носителя через структуру есть

$$\tau_{пр} \sim \frac{L}{\rho_{n,p} E} \sim 10^{-6} \text{ см} / (20 \text{ (см}^2/\text{В} \cdot \text{с)} 10^6 \text{ В/см)} \sim 5 \cdot 10^{-14} \text{ с},$$

время туннелирования

$$\tau_{тун} \sim \frac{1}{v_{n,p}} \exp(\alpha \varphi^{3/2} / E) \sim 10^{-12} \text{ с},$$

время захвата на ловушку

$$\tau_c \sim \frac{1}{\sigma_{n,p} v_{n,p} N_t^{n,p}} \sim 10^{-8} \text{ с},$$

время рекомбинации

$$\tau_r \sim \frac{1}{\sigma_{n,p} v_{n,p} (n,p)} \sim 10^{-1} \text{ с}$$

и время ионизации (для энергетического уровня $\epsilon_{n,p} \sim 1,5 \text{ эВ}$)

$$\tau_i \sim \frac{1}{v_{n,p}} \exp(\epsilon_{n,p} / kT) \sim 10^{12} \text{ с}.$$

Как видно из приведенных выше оценок, быстрыми процессами для носителей являются: пролет без захвата, туннелирование, захват на ловушку, а медленными — рекомбинация и ионизация. Поэтому, чтобы наблюдать стационарные решения, необходимо проводить интегрирование на большие времена, определяемые глубокими энергетическими уровнями ловушечных центров. В случае мелких ловушек ($\epsilon_{n,p} \ll 1 \text{ эВ}$) можно иметь характерные времена жизни порядка 1 с и менее.

При достижении в системе стационарного решения из равенства нулю правых частей уравнений (1), (2), (4), (5) получим выражения для концентрации захваченного на ловушки заряда:

$$p_i = \frac{\sigma_p v_{ip} D N_i^p}{\sigma_p v_{ip} D + v_{ip} \exp\left(-\frac{\varepsilon_p}{kT}\right) + v_{ip} \exp\left(-\int \sqrt{(\varepsilon_p - Ex)} dx\right) + \sigma_{rn} v_{in} n} \approx \frac{N_i^p}{1 + \frac{\sigma_{rn} n}{\sigma_p D}}; \quad (15)$$

$$n_i = \frac{\sigma_n v_{in} n N_i^n}{\sigma_n v_{in} n + v_{in} \exp\left(-\frac{\varepsilon_n}{kT}\right) + v_{in} \exp\left(-\int \sqrt{(\varepsilon_n - Ex)} dx\right) + \sigma_{rp} v_{ip} D} \approx \frac{N_i^n}{1 + \frac{\sigma_{rp} D}{\sigma_n n}}. \quad (16)$$

Как следует из выражений (15), (16), стационарные распределения захваченных на ловушки носителей определяются, прежде всего, концентрацией ловушечных центров N_i^p или N_i^n , сечениями захвата и рекомбинации, концентрациями свободных электронов и дырок и, в меньшей степени, для глубоких ловушек положением ловушечного уровня в запрещенной зоне. К сожалению, в зависимости от технологии выращивания окисла в нем могут быть созданы ловушки разных типов: нейтральные, заряженные, с сильно различающимися значениями глубины энергии ловушки в запрещенной зоне и их распределением в окисле, разными значениями сечения захвата и рекомбинации [1, 11, 16]. Поэтому для получения количественного согласия с экспериментальными данными необходима подгонка ряда параметров с использованием результатов экспериментов. Нами были обработаны эксперименты [2, 4, 7], чтобы уточнить параметры σ_p , σ_n , σ_{rn} , σ_{rp} , μ_n , μ_p , ε_n , ε_p и подобрать профили ловушечных центров.

По завершении всех характерных процессов в системе устанавливается стационарное распределение, отражающее возникшее равновесие между поступлением в объем электронов и дырок за счет генерации, ионизации, инжекции из приэлектродных областей и уходом из объема за счет рекомбинации, туннелирования и через контакты. Дальнейшее облучение структуры не меняет ее характеристик. Поэтому существует критическое значение дозы облучения $D_{\text{dos}}(V_g)$:

$$D_{\text{dos}}(V_g) = \int_0^{t_0} g dt,$$

зависящее от приложенного напряжения V_g и определяющее время выхода на стационарное решение. В случае используемых нами параметров это время не превышает $t_0 \leq 10^2$ с. Приводимые ниже данные получены для времен $t \gg t_0$, т. е. для стационарных решений.

На рис. 1 представлены распределения захваченного заряда для двух расчетов с использованием двух наборов параметров: модель 1 — $D_n/D_p \approx 10^7$, $D_n = 0,5$ см²/с, $v_{in} = 10^7$ см/с, $v_{ip} = 10^7$ см/с, $\varepsilon_p = 1,5$ эВ, $\sigma_p = 10^{-22}$ см², $\sigma_{rp} = 10^{-15}$ см² и модель 2 — $D_n/D_p = 1$, $\sigma_p = 1,0 \cdot 10^{-15}$ см², $\sigma_{rp} = 1,0 \cdot 10^{-15}$ см², все остальные параметры остаются одинаковыми. Получено полное совпадение для этих двух моделей (см. рис. 1). Как следует из (15) и рис. 1 (кривая 3), стационарное распределение $p_i(x)$ зависит от отношения $\frac{\sigma_{rn} n}{\sigma_p D}$. Из совпадения двух расчетов следует, что при одновременном изменении сечений σ_{rn} , σ_p и подвижностей μ_n , μ_p так изменяются концентрации свободных носителей, что выполняется соотношение

$$\frac{\sigma_{rn} n}{\sigma_p D} \approx f(x),$$

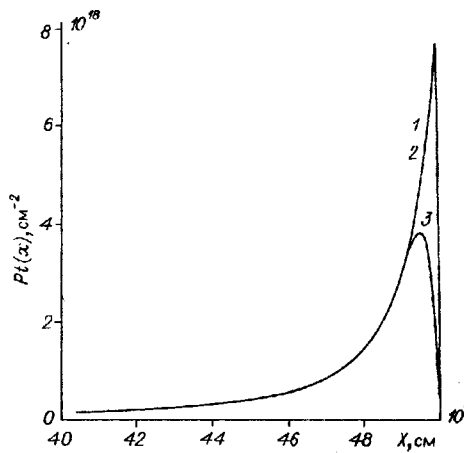


Рис. 1. Профили захваченного на ловушки заряда для различных моделей:

1 — модель 1; 2 — модель 2; 3 — аналитическое решение

(15), $L = 50$ нм, $\epsilon_p = 1,5$ эВ, $N_{i0}^p = 0$, $N_{i1}^p = 2,5 \cdot 10^{19}$,

$$N_{i2}^p = 0, x_{L0} = 500, \xi_{pL} = 6 \text{ нм}, N_i^n(x) = 0$$

одинаковое для двух моделей. Из этих данных следует, что необходимо проведение дополнительных экспериментов, уточняющих измерения подвижности электронов и дырок в оксиде кремния [8].

На рис. 2 представлены данные по расчету сдвига плоских зон ΔV_{FB} (14) от приложенного напряжения на структуре. С ростом приложенного напряжения растет захваченный заряд и,

следовательно, напряжение плоских зон. Насыщение определяется максимально возможным захваченным зарядом (N_{i0}^p , N_{i1}^p , N_{i2}^p). Дальнейшее уменьшение связано с процессами туннелирования с ловушек в контакты. Для того чтобы воспроизвести экспериментальные данные [2, 4] (см. рис. 2), пришлось решить обратную задачу восстановления параметров, задающих профиль ловушек для дырок $N_i^p(x)$. Приведенные на рис. 2 значения этих параметров свидетельствуют о том, что в узком слое ~ 6 нм вблизи границы раздела Si—SiO₂ сосредоточены ловушки для дырок. Это согласуется с классическими представлениями о распределении ловушек в подзатворном диэлектрике [1, 11].

Наряду с облучением при $V_g = \text{const}$, в [4] проводилось облучение структуры с переключением V_g (при дозе $3,8 \cdot 10^{14}$ см⁻² переключение V_g от 10 к -10 В, а при дозе $11,3 \cdot 10^{14}$ см⁻² — от 10 В к 0) от одного значения до другого по мере набора дозы. На рис. 3 представлены расчеты сдвига плоских зон, моделирующие этот эксперимент [4]. По оценке авторов скорость генерации электронно-дырочных пар $\approx 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³/с, ловушки нейтрального типа и только для дырок. Как видно и в этом случае, получено хорошее согласие с экспериментальными данными. Параметры профиля ловушек приведены на этом рисунке.

На рис. 4 представлены расчеты ВАХ для короткоканального МДП-транзистора с длиной канала $L_{эф} = 1,5$ мкм. Концентрация примеси в карманах $2 \cdot 10^{21}$ см⁻³, в подложке 10^{15} см⁻³, канал p -типа, толщина подзатворного диэлектрика $L = 50$ нм, глубина энергии ловушки $\epsilon_p = 1,5$ эВ, концентрация ловушечных центров $\sim 10^{19}$ см⁻³. Задача решалась в два этапа: 1) накопление

заряда в подзатворном диэлектрике до установления стационарного решения;

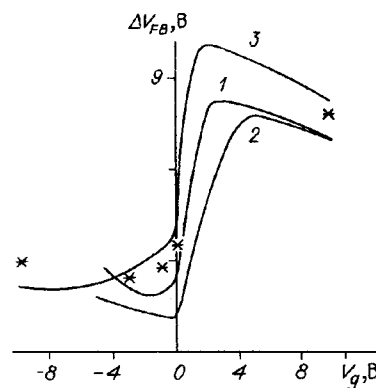


Рис. 2. Зависимость изменения напряжения плоских зон ΔV_{FB} от напряжения на затворе для двух МДП-структур:

структура 1: $L = 36$ нм, $\epsilon_p = 2,15$ эВ, $\sigma_p = 2 \cdot 10^{-15}$, $\sigma_{rp} = 10^{-15}$, $N_{i0}^p = 0$, $N_{i1}^p = 7,5 \cdot 10^{18}$, $N_{i2}^p = 0$, $x_L = 36$ нм, $\xi_{pL} = 5$ нм, $N_i^n(x) = 0$; 1 — расчет, 2 — эксперимент [2, 7];

структура 2: $L = 50$ нм, $\epsilon_p = 1,5$ эВ, $D_n = 0,5$ см²/с, $D_p = 0,1$ см²/с, $\sigma_p = 0,5 \cdot 10^{-15}$ см², $\sigma_{rp} = 5 \cdot 10^{-15}$ см², $N_{i0}^p = 0$, $N_{i1}^p = 7,5 \cdot 10^{18}$, $N_{i2}^p = 0$, $x_0 = 0$, $x_L = 50$ нм, $\xi_{pL} = 6$ нм,

$$N_i^n(x) = 0; 3 — расчет, * — эксперимент [4]$$

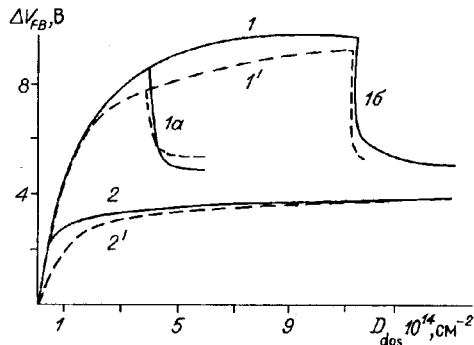


Рис. 3. Расчеты дозовых зависимостей при изменении порогового напряжения V_g : кривая 1 — 10 В, 1а — переключение от 10 к -10 В при дозе $3,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, 1б — переключение от 10 к 0 В при дозе $11,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, 2 — 0 В; сплошные линии (1, 2) — расчет, штриховые (1', 2') — эксперимент [4]. Остальные параметры как на рис. 2 для структуры 2

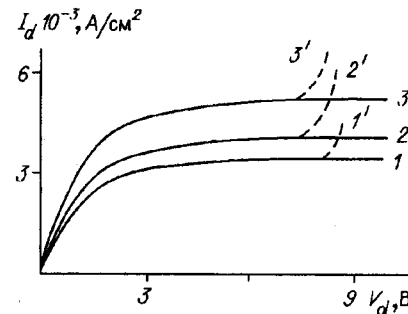


Рис. 4. Зависимость тока стока от напряжения на стоке V_d при $V_g = 5$ В для различных значений захваченного заряда $Q_{ss} \text{ см}^{-2}$: 1 — 0; 2 — $3,6 \cdot 10^{11}$; 3 — 10^{12} ; сплошные линии 1—3 — расчет без учета лавинного умножения, штриховые 1'—3' — с учетом лавинного умножения

2) расчет стационарных ВАХ МДП-транзистора по программе MOS-2 [14] с учетом накопленного заряда в приближении тонкого диэлектрика. Накопление заряда завершалось к моменту времени $t \approx 90$ с, что соответствует дозе $D_{\text{dos}} = 1,775 \cdot 10^5 \text{ рад}$, $V_g = 5$ В. Сдвиг плоских зон в этом случае равен 0,4 В, величина захваченного заряда $Q_{ss} = 6,86 \cdot 10^{-8} \text{ К/см}^2$ ($3,61 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Подставляя данное значение, а также значения $Q_{ss} = 10^{12}$; $3,77 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в программу MOS-2, были рассчитаны ВАХ, пороговые значения V_T и значение потенциала начала лавинного умножения.

Расчеты показали, что захват положительного заряда увеличивает наклон $\frac{dI_d}{dV_d}$ стоксовских характеристик, возрастает ток насыщения I_d (в случае накопления отрицательного заряда I_d и $\frac{dI_d}{dV_d}$ уменьшаются). С ростом локализованного положительного заряда возрастает сдвиг порогового напряжения V_T и снижается (см. рис. 4) пороговое значение для генерации.

В заключение автор хотел бы выразить благодарность В. А. Гриценко, К. А. Насырову за неоднократные полезные обсуждения задачи и ее результатов, М. С. Обрехту, Н. Л. Шварц за любезно предоставленную программу MOS-2 и И. И. Гадияк за помощь при оформлении рукописи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барабан А. П., Булавинов В. В., Коноров П. П. Электроника слоев SiO_2 на кремнии. Л.: ЛГУ, 1988.
2. Першенков В. С., Попов В. Д., Шальнов А. В. Поверхностные радиационные эффекты в ИМС. М., 1988.
3. Winokur P. S., Boesch H. E., McGarrity J. M., McLean F. B. Field- and time-dependent radiation effects at the SiO_2/Si interface of hardened MOS capacitors // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1977. NS-24, N 6. P. 2113.
4. Ахметов В. Д., Болотов В. В., Вишняков А. В. Количественная модель накопления заряда в МДП-транзисторе под действием ионизирующего излучения // ЖТФ. 1989. 59, № 7.
5. Churchill J. N., Holmstrom F. E., Collins T. W. Modeling of irradiation-induced charges in the electrical properties of metal—oxide—semiconductor structures // Advance in Electronics and Electron. Phys. 1981. 58. P. 1.
6. Sokel R., Hughes R. C. Numerical analysis of transient photoconductivity in insulators // J. Appl. Phys. 1982. 53, N 11. P. 7414.

7. Гуртов В. А., Назаров А. И., Травков И. В. Моделирование процесса накопления объемного заряда в диэлектриках МДП-структур при облучении // ФТП. 1990. 24, вып. 6.
8. Huges R. C. Charge-carrier transport phenomena in amorphous SiO₂: direct measurements of the drift mobility and life time // Phys. Rev. Lett. 1973. 30, N 26. P. 1333.
9. Buchanan D. A., Fischetti M. V., DiMaria D. J. Coulombic and neutral trapping centers in silicon dioxide // Phys. Rev. B. 1991. 43, N 2. P. 1471.
10. Gadiyak G. V., Gritsenko V. A., Nasyrov K. A., Perchilo Yu. A. Current-voltage characteristics and charge accumulation in SiO₂ // Technical Digest. 1993 (International Conference on VLSI and CAD). Taejon, Korea, 1993. P. 159.
11. Гриценко В. А. Строение и электронная структура аморфных диэлектриков в кремниевых МДП-структурах. Новосибирск: Наука, 1993.
12. Fischetti M. V., DiMaria D. J., Brorson S. D. et al. Theory of high-field electron transport in silicon dioxide // Phys. Rev. B. 1985. 31, N 12. P. 8124.
13. Гадияк Г. В., Сеница С. П., Травков И. В. Моделирование движения электронов в диэлектрике // Микроэлектроника. 1988. 15, № 5.
14. Гадияк Г. В., Сеница С. П., Шварц Н. Л. Расчет стационарных характеристик короткоканальных МДП-транзисторов с учетом эффектов лавинного умножения // Автометрия. 1988. № 3.
15. Scharfett D. L., Gummel H. K. Large-signal analysis of silicon read diode oscillator // IEEE Trans. Electron. Devices. 1969. 16. P. 64.
16. Sah C. T. Models and experiments on degradation of oxidized silicon // Sol. State Electron. 1990. 33, N 2. P. 147.

Поступила в редакцию 5 апреля 1995 г.

Реклама продукции в нашем журнале — залог Вашего успеха!