

УДК 621.33.049.77:539.16.04

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАДИАЦИОННОЙ ТЕХНОЛОГИИ В ПРОИЗВОДСТВЕ МДП ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

© 2004 В. Р. Гитлин, А. В. Татаринцев, В. А. Макаренко, М. Н. Левин

*Воронежский государственный университет*

Представлена модель, описывающая процессы накопления индуцированного ионизирующей радиацией заряда в диэлектрике структуры Si-SiO<sub>2</sub> и последующей его релаксации за счет туннельной разрядки и термоэмиссии. Проведено моделирование технологических процессов рентгеновской корректировки пороговых напряжений МДП интегральных схем и дана оценка пределов их применимости.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В [1, 2] были представлены материалы, обобщающие результаты работ по разработке и применению радиационно-технологических процессов (РТП) прецизионной корректировки пороговых напряжений МДП интегральных схем (ИС), основанных на использовании рентгеновского и ближнего ультрафиолетового (УФ) излучений. В этих работах экспериментально установлено, что ионизирующая радиация в слоях диоксида кремния, легированного фосфором, образует положительный заряд, имеющий две составляющие с различной термостабильностью. Образование этого заряда приводит к радиационно-индуцированному изменению пороговых напряжений МДП ИС. Термостабильная часть радиационно-индуцированного изменения порогового напряжения определяется технологией изготовления и составляет в рамках существующих стандартных технологий от 30 до 70 % от ее начального значения.

Целью настоящей работы является выбор модели, которая адекватно отражает наблюдаемые в технологических процессах эффекты, позволяет проводить их количественное описание и дает возможность оценить пределы применимости предлагаемой технологии.

### 2. РЕАЛИЗАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ КОРРЕКТИРОВКИ ПОРОГОВЫХ НАПРЯЖЕНИЙ МДП ИС

Сопоставление воздействий различных видов радиации на параметры серийных МДП ИС [3] позволило выбрать низкоэнер-

гетическое рентгеновское излучение в качестве наиболее эффективного воздействующего фактора для изменения значений пороговых напряжений  $V_{th}$  МДП-транзисторов за счет формирования термостабильного заряда в слоях подзатворного диоксида кремния.

Выбор воздействия обусловлен тем, что рентгеновское излучение в диапазоне энергий 10—20 кэВ обеспечивает эффективное накопление заряда в подзатворном диэлектрике, не создает структурных дефектов в полупроводнике и легко контролируется.

Типичные сток-затворные вольтамперные характеристики (ВАХ) облученных МДП транзисторов представлены на рис. 1. Облу-

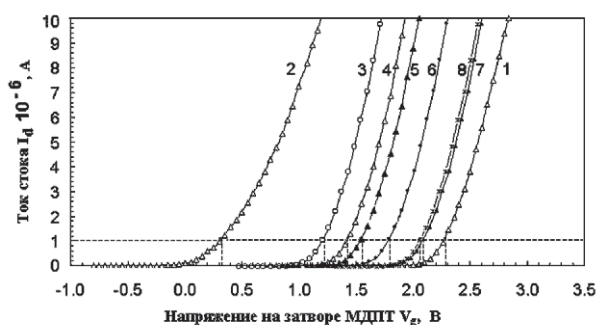


Рис. 1. Сток-затворные ВАХ  $n$ -канальных МДПТ после различных видов обработки: исходная (кривая 1); после рентгеновского облучения МДПТ дозой  $5 \cdot 10^4$  Р (кривая 2); после отжига облученных МДПТ при температурах 550 К, 1 ч (кривая 3), 700 К, 20 мин (кривая 4), 700 К, 1 ч (кривая 5); после комбинированного воздействия: рентгеновское излучение – отжиг – УФ излучение (в течение 5 и 10 с для кривых 6 и 7, соответственно); после заключительного отжига (700 К, 1 ч) облученных рентгеном и УФ излучением МДПТ (кривая 8)

чение приводит к образованию положительного заряда, имеющего две составляющие с различной термополевой стабильностью и сдвигающего ВАХ в сторону отрицательных потенциалов.

«Отжигаемая» (нестабильная) часть радиационно-индуцированного заряда подзатворного диэлектрика, как известно, обусловлена захватом дырок на напряженных Si–O и/или Si–Si связях [4].

Величина стабильной части радиационно-индуцированного изменения  $V_{th}$  составляет от 30 до 70 % от его начального изменения в зависимости от технологии МДП ИС и связана с содержанием примеси фосфора в слое подзатворного диоксида кремния.

Отметим, что дырочный заряд на фосфорных центрах типа  $(-P \equiv O_3)$ , идентифицируемых электромагнитным резонансом (ЭПР), отжигается до 550 К [5]. Такие центры возникают с разрушением соседнего кремний-кислородного тетраэдра сетки  $SiO_2$ . Вероятно, «неотжигаемая» (стабильная) часть радиационно-индуцированного заряда представляет собой заряд ионизированных атомов пентавалентной примеси (фосфора), замещающих атомы кремния в кислородных тетраэдрах без разрушения стеклообразного диоксида кремния. Заряженные примесно-кислородные тетраэдры  $(PO_4)^+$  встроены в сетку  $SiO_2$  и неподвижны, что обеспечивает высокую термополевую стабильность этого заряда. Такие центры не идентифицируются методом ЭПР, но проявляются по изменению зарядового состояния как глубокие донорные центры в  $SiO_2$ .

Наличие стабильной компоненты радиационно-индуцированного изменения  $V_{th}$  МДП ИС с подзатворным  $SiO_2$ , содержащим примесь фосфора, легло в основу разработки РТП с использованием рентгеновского излучения.

В стандартных технологиях МДП ИС фосфор вносится в слой подзатворного диэлектрика в результате легирования поликремния при формировании проводящей поликремниевой разводки. Легирование поликремния фосфором осуществляется диффузией из термического фосфоросиликатного стекла или ионным легированием.

Основной результат работы, заключается в обеспечении воспроизводимости поро-

говых напряжений на пластине и представлен на рис. 2. Следует подчеркнуть, что термическими отжигами без предварительного облучения подобные результаты не достигаются.

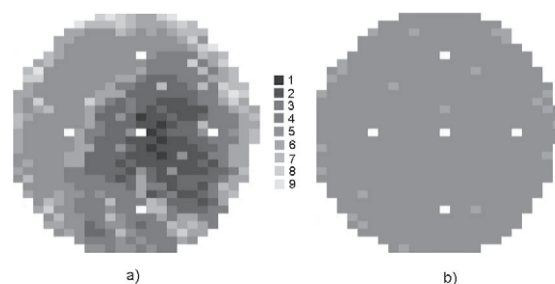


Рис. 2. Распределение значений пороговых напряжений МДПТ  $V_{th}$  изделия К581РУ2 ( $n$ -канал,  $d_{ox} = 98 \pm 5$  нм) по пластине: а — исходное распределение; б — после корректировки с использованием рентгеновского воздействия ( $10^4$  Р) и термического отжига (700 К, 1 ч): 1 —  $V_{th} = \bar{V}_{th} + 0,4$  В; 2 —  $V_{th} = \bar{V}_{th} + 0,3$  В; 3 —  $V_{th} = \bar{V}_{th} + 0,2$  В; 4 —  $V_{th} = \bar{V}_{th} + 0,1$  В; 5 —  $V_{th} = \bar{V}_{th}$  В; 6 —  $V_{th} = \bar{V}_{th} - 0,1$  В; 7 —  $V_{th} = \bar{V}_{th} - 0,2$  В; 8 —  $V_{th} = \bar{V}_{th} - 0,3$  В; 9 —  $V_{th} = \bar{V}_{th} - 0,4$  В

Принципиальным ограничением метода рентгеновской корректировки пороговых напряжений МДП ИС является возможность их изменения только в сторону отрицательных потенциалов, что обусловлено захватом дырок, возникающих при генерации электронно-дырочных пар в подзатворном слое диоксида кремния при рентгеновском облучении. Однако если энергия квантов используемого излучения меньше ширины запрещенной зоны диоксида кремния, облучение может вызывать надбарьерную эмиссию электронов в подзатворный  $SiO_2$  из подложки и затвора. Захват фотоэлектронов на ловушки в  $SiO_2$  приводит к накоплению в нем отрицательного заряда и, соответственно, вызывает сдвиг  $V_{th}$  в сторону положительных потенциалов. Этим обусловлен интерес к использованию ближнего УФ излучения с энергией квантов  $E < 6$  эВ для расширения возможностей корректировки параметров МДП ИС с использованием ионизирующих излучений.

Первичное облучение УФ не изменяло исходных параметров исследовавшихся МДП-структур, но УФ облучение образцов, предварительно подвергнутых рентгеновской

обработке, приводило к уменьшению значения  $\Delta V_{th}$  вплоть до восстановления исходных значений пороговых напряжений (кривые 6 и 7 на рис. 1).

Термостабильность  $V_{th}$  не зависит от степени его восстановления УФ облучением. Сохранение стабильности  $V_{th}$  после воздействия УФ излучения связано с тем, что надбарьерная фотоэмиссия приводит к захвату электронов на положительно заряженные центры  $(PO_4)^+$  в окисле, только снижая величину радиационно-индуцированного заряда, но не меняя его природу [6].

Следует отметить, что затворы серийных МДП ИС имеют толщину более 0,5 мкм и непрозрачны для УФ квантов. Наблюдавшееся влияние УФ обусловлено тем, что слои  $SiO_2$  служат световодами для УФ излучения, обеспечивая его проникновение под затвор МДП-структуры.

Пределы возможных изменений пороговых напряжений МДПТ при рентгеновской корректировке МДП ИС определяются выходом дозовой зависимости  $\Delta V_{th}$  на насыщение. Однако РТП с повторением цикла «рентгеновское облучение — термический отжиг» значительно расширяют диапазон корректировки пороговых напряжений за счет аддитивного накопления термостабильного заряда в каждом цикле [1].

Другой способ, существенно расширяющий диапазон корректировки пороговых напряжений, заключается в проведении облучения при температуре отжига (~700 К). Эффект достигается за счет накопления при высокотемпературном облучении только термостабильной части радиационно-индуцированного заряда. При этом отжигаемая компонента не накапливается и поэтому не препятствует формированию термостабильного заряда в окисле, что недостижимо при комнатной температуре [1].

## 2. МОДЕЛЬ

Совокупность экспериментальных данных по накоплению и релаксации радиационно-индуцированного заряда в структуре  $Si-SiO_2$  с диэлектриком, легированным фосфором, позволяет выбрать модель, в соответствии с которой в запрещенной зоне диоксида кремния располагаются ловушечные уровни двух энергий: «мелкий», расположенный вблизи

потолка валентной зоны  $SiO_2$ , и «глубокий», расположенный вблизи середины запрещенной зоны. Заряд, накопленный на ловушках у дна запрещенной зоны (мелких), обусловлен захватом дырок на напряженные Si-O и/или Si-Si связи [4], и может отжигаться в рабочем диапазоне температур за счет электронов из валентной зоны диоксида кремния (отжигаемый уровень). Заряд, на ловушках в середине запрещенной зоны (глубоких), представляет собой заряд ионизированных атомов пятивалентной примеси (фосфора), изоморфно замещающих атомы кремния в кислородных тетраэдрах, формирующих сетку стеклообразного диоксида кремния. Этот заряд практически не отжигается вплоть до максимальных значений неразрушающих температур (неотжигаемый уровень).

Как известно, в процессе воздействия радиации в диэлектрике МДП-структуры происходит генерация электронно-дырочных пар, разделение этих пар внешним электрическим полем, уход более подвижных носителей — электронов из окисного слоя в электроды и захват менее подвижных носителей — дырок на ловушечные центры в диэлектрике [7, 8]. Процесс дырочного захвата продолжается до компенсации напряженности внешнего электрического поля полем накапливаемого объемного заряда и прекращения разделения электронно-дырочных пар в электрическом поле.

Кроме того, ионизирующее излучение создает на границе раздела полупроводник-диэлектрик дополнительные ловушки — поверхностные состояния (ПС), имеющие энергетическое положение в запрещенной зоне полупроводника и изменяющие свое зарядовое состояние в зависимости от положения уровня Ферми на поверхности полупроводника [4]. Установлено, что радиационно-индуцированные поверхностные состояния на границе раздела  $Si-SiO_2$  обусловлены  $P_b$ -центрами — трехвалентными атомами кремния ( $-Si \equiv Si_3$ ), имеющими одну ненасыщенную валентную связь.  $P_b$ -центры имеют амфотерный характер, проявляя себя как доноры в нижней половине запрещенной зоны кремния и как акцепторы в верхней [9, 10].

После прекращения радиационного воздействия начинается релаксация накоплен-

ного дырочного заряда, которая обусловлена туннелированием электронов из кремниевой подложки [11]. О туннельном механизме разрядки объемного радиационного заряда свидетельствует логарифмический характер временной зависимости его релаксации [12, 13]. Наряду с изменением объемного заряда происходит уменьшение плотности индуцированных радиацией ПС на границе раздела полупроводник-диэлектрик [14, 15].

При достаточно высоких температурах релаксация положительного заряда в диэлектрике может происходить и за счет термоэмиссии захваченных дырок в валентную зону [16].

Процессы пространственно-временной эволюции заряда, возникающего в диэлектрике МДП-структуры при воздействии на нее ионизирующего излучения, описываются следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n \frac{\partial (nE)}{\partial x} + G - R_n, \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p \frac{\partial (pE)}{\partial x} + G - R_p, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon_{ox} \epsilon_0} (P_{t1} + P_{t2} + p - n), \quad (3)$$

$$\frac{\partial P_{t1}}{\partial t} = R_{p1} - R_{n1}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial P_{t2}}{\partial t} = R_{p2} - R_{n2}, \quad (5)$$

$$R_{n1} = n P_{t1} \sigma_n (\mu_n |E| + v_{th}), \quad (6)$$

$$R_{n2} = n P_{t2} \sigma_n (\mu_n |E| + v_{th}), \quad (7)$$

$$R_{p1} = p (N_{t1} - P_{t1}) \sigma_p \left( \mu_p |E| + \frac{\mu_p}{\mu_n} v_{th} \right), \quad (8)$$

$$R_{p2} = p (N_{t2} - P_{t2}) \sigma_p \left( \mu_p |E| + \frac{\mu_p}{\mu_n} v_{th} \right). \quad (9)$$

В эту систему уравнений входят уравнения непрерывности для свободных электронов (1) и дырок (2), уравнение Пуассона (3) и уравнения (4, 5), описывающее кинетику накопления дырочного заряда на ловушечных уровнях. Здесь  $D_n$ ,  $D_p$  — коэффициенты диффузии электронов и дырок;  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  — подвижности электронов и дырок;  $\sigma_n$  и  $\sigma_p$  —

сечения захвата для электронов и дырок на ловушечные уровни;  $G$  — темп генерации излучением электронно-дырочных пар;  $R_{n1,2}$ ,  $R_{p1,2}$  — скорости захвата электронов и дырок на ловушечные уровни;  $E$  — напряженность электрического поля в диэлектрике;  $n$ ,  $p$  — концентрации электронов и дырок;  $N_{t1,2}$  и  $P_{t1,2}$  — концентрации глубоких уровней (центров дырочного захвата) и дырочного заряда, захваченного на ловушки;  $v_{th}$  — тепловая скорость носителей заряда;  $q$  — заряд электрона;  $\epsilon_{ox}$  — диэлектрическая проницаемость диэлектрика;  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная.

Распределение потенциала в МДП структуре при наличии заряда в диэлектрике и на поверхностных состояниях определяется выражением:

$$V_G = \varphi_{ms} + \psi_s - \left( \frac{Q_{0t}}{C_{ox}} + \frac{Q_{sc}}{C_{ox}} + \frac{Q_{ss}}{C_{ox}} \right), \quad (10)$$

где  $\varphi_{ms}$  — разность работ выхода материала затвора и полупроводника;  $\psi_s$  — поверхностный потенциал полупроводника;  $Q_{0t}$  — эффективный заряд в диэлектрике;  $Q_{sc}$  — заряд области пространственного заряда полупроводника;  $Q_{ss}$  — заряд на ПС;  $C_{ox}$  — емкость слоя диэлектрика.

Уравнения (1) и (2) решаются при следующих граничных условиях:

$$p(0, t) = p(d, t) = n(0, t) = n(d, t) = 0, \quad (11)$$

и начальных условиях:

$$p(x, 0) = n(x, 0) = 0; \quad Q_{0t}(0) = 0; \quad Q_{ss}(0) = 0. \quad (12)$$

Здесь  $x$  — координата,  $t$  — время,  $d$  — толщина диэлектрика.

Эффективный заряд в диэлектрике  $Q_{0t}$  определяется распределением накопленного дырочного заряда на ловушечных уровнях  $\rho(x)$ :

$$Q_{0t} = \frac{1}{d} \int_0^d (d-x) \rho(x) dx, \quad (13)$$

а заряд  $Q_{ss}$  — плотностью ПС  $N_{ss}$ :

$$Q_{ss} = q N_{ss} (\varphi_b - \psi_s), \quad (14)$$

где  $\varphi_b$  — объемный потенциал полупроводника;  $N_{ss}$  — усредненная по ширине запрещенной зоны полупроводника плотность ПС. При коррелированном изменении заряда в диэлектрике и на ПС [14, 15] плотность



поверхностных состояний  $N_{ss}$  может быть представлена следующим образом:

$$N_{ss} = k_D \frac{Q_{0t}}{q\Phi_b}, \quad (15)$$

где  $k_D$  — зависящий от дозы радиации экспериментально определяемый параметр.

Темп генерации электронно-дырочных пар ионизирующей радиацией  $G_x$  определяется мощностью радиационной дозы  $\dot{D} = \frac{dD}{dt}$ , коэффициентом генерации пар носителей  $k_g$  и вероятностью  $f_y(E)$  разделения этих пар электрическим полем до их начальной рекомбинации:

$$G_x = \dot{D} k_g f_y(E). \quad (16)$$

Коэффициент генерации электронно-дырочных пар рентгеновским излучением может быть принят в соответствии с [17]  $k_g = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ К рад}(\text{Si})^{-1} \text{ см}^{-3}$ , а полевая зависимость вероятности разделения генерируемых пар по [18] определяется следующим образом:

$$f_y^{x\text{-ray}}(E) = \left( \frac{1,30}{|E|/10^6 + 0,113} + 1 \right)^{-1}. \quad (17)$$

Сечения захвата электронов и дырок для отжигаемого и неотжигаемого уровней предполагаются одинаково зависящими от напряженности электрического поля и не зависящими от энергии ловушечного уровня.

Полевые зависимости сечения захвата дырки на нейтральной ловушке  $\sigma_p(E)$  и электрона на кулоновском центре (захваченной дырке)  $\sigma_n(E)$  имеют вид [19]:

$$\sigma_p(E) = 1,4 \cdot 10^{-14} (1,0 + 1,9 \cdot 10^{-4} \cdot E^{0,55})^{-1}, \quad (18)$$

$$\sigma_n(E) = 1,6 \cdot 10^{-12} (1,0 + 10^{-4} \cdot E^{1,51})^{-1}. \quad (19)$$

Туннельный механизм разрядки накопленного заряда в слое диэлектрика может быть описан выражением [16]:

$$P_t(x, t) = P(0, t) \cdot \exp(-\alpha \cdot \exp(-\beta x)t), \quad (20)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — частотный и барьерный факторы, соответственно ( $\alpha \equiv \hbar/16m^*\sigma_p$ );  $\beta \equiv m^* \cdot \Delta E_t/2\hbar$ ;  $\Delta E_t$  — высота барьера,  $m^*$  — эффективная масса электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка.

Процесс термического отжига захваченного в диэлектрик заряда описывается выражением:

$$P_t(E_t, t) = P(E_t, 0) \cdot \exp(-A T^2 \cdot \exp(-E_t/kT)t), \quad (21)$$

где  $T$  — абсолютная температура,  $k$  — постоянная Больцмана,  $E_t$  — энергия дырочного центра,  $A$  — феноменологический параметр, который зависит от природы дырочного центра.

Облучение МДП структуры УФ излучением с энергией меньше ширины запрещенной зоны  $\text{SiO}_2$ , вызывает протекание надбарьерного фотоэмиссионного тока через диэлектрик МДП-структуры. В кремниевых МДП-структурах электронная компонента тока внутренней фотоэмиссии существенно (на два порядка) превышает дырочную. При наличии в слое  $\text{SiO}_2$  центров электронного захвата инжектируемые электроны нейтрализуют положительно заряженные центры.

Квантовый выход фотоэмиссии (темпы генерации фотоэлектронов, эмитирующих через границу раздела эмиттер—диэлектрик) определяется известным образом [20]:

$$G_{uv} = A_{uv} (h\nu - \Phi)^p \cdot \exp(-x_0/l), \quad (22)$$

где  $A_{uv}$  и  $p$  — параметры, зависящие от интенсивности падающего излучения и конкретного механизма оптического фотовозбуждения (для кремния  $p \approx 2$ );  $\nu$  — частота падающего УФ излучения;  $x_0$  — координата экстремума потенциального барьера (ПБ);  $l$  — параметр, характеризующий рассеяние электронов во встречном поле ПБ;  $\Phi = \Phi_0 - \sqrt{2bE}$  — высота ПБ;  $b = -q/(8\pi\epsilon_0\epsilon_{ox})$ ;  $\Phi_0$  — высота ПБ в отсутствие электрического поля.

Координата экстремума  $x_0$  и высота ПБ зависят от наличия объемного заряда в диэлектрике [20, 21]. С увеличением напряженности поля  $E$  координата  $x_0$  приближается к границе раздела. Поскольку накопление радиационно-индуцированного заряда происходит вблизи границы, выполняется условие  $x_0/l \ll 1$ . Принимая во внимание вышесказанное, темпы генерации фотоэлектронов через границу раздела может быть выражены следующим образом:

$$\begin{aligned} G_{uv} &= A_{uv} (h\nu - \Phi)^2 \text{ при } x = 0, \\ G_{uv} &= 0 \text{ при } x \neq 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Уравнения непрерывности с выбранными граничными и начальными условиями представляют собой краевую задачу, чис-

ленное решение которой может быть получено методом «прогонки» [22].

Полученные из решения уравнений непрерывности распределения концентрации свободных носителей  $n$  и  $p$ , подставляются в уравнения кинетики дырочного захвата (4, 5) для нахождения пространственного распределения концентрации захваченных дырок  $P_{t1}$  и  $P_{t2}$  для отжигаемого и неотжигаемого уровней, соответственно.

Найденные распределения свободных носителей и захваченного заряда подставляются в уравнение Пуассона (3), решение которого позволяет определить распределение напряженности электрического поля в диэлектрике  $E$ .

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ОПЕРАЦИЙ

Ниже представлены результаты численного моделирования радиационно-технологических процессов корректировки пороговых напряжений МДП элементов ИС, основанных на воздействии ионизирующих излучений. В расчетах принято: энергия квантов рентгеновского излучения — 25 кэВ, энергия УФ излучения — 6 эВ, толщина слоя  $\text{SiO}_2$  — 100 нм, концентрация легирующей примеси в полупроводнике —  $N_B = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , материал затвора — легированный фосфором поликремний, концентрация мелких и глубоких ловушечных уровней —  $Nt_1 = Nt_2 = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , энергии залегания мелкого и глубокого ловушечных уровней —  $E_{t1} = 0,65 \text{ эВ}$  и  $E_{t2} = 3 \text{ эВ}$ , ловушечные уровни равномерно распределены по толщине диэлектрика, подвижность электронов  $\mu_n = 10^2 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ , и дырок  $\mu_p = 0,6 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ .

Основные результаты использования выбранной модели для расчета радиационно-технологических процессов прецизионной подгонки пороговых напряжений МДП элементов ИС, представлены на рис. 3. Участок I представляет собой дозовую зависимость изменения порогового напряжения МДПТ  $\Delta V_{th}$ , обусловленного воздействием радиации, а участок II — зависимость  $\Delta V_{th}$  от времени изотермического отжига. Выход кривой  $\Delta V_{th}(t)$  на пологий участок свидетельствует о полном отжиге заряда, накопленного на уровне мелких ловушек. Вместе с тем часть радиационно-индуцированного изменения  $\Delta V_{th}$ , обусловленная накоплением заряда на уровне глубоких ловушек, сохраняется после отжига. Участок III демонстрирует релаксацию радиационно-индуцированного изменения порогового напряжения МДПТ под воздействием УФ излучения ближнего диапазона. Термостабильность оставшейся после кратковременной УФ обработки части радиационного заряда иллюстрируется участком IV. Стабильность заряда после УФ воздействия свидетельствует о том, что надбарьерная фотоэмиссия электронов из валентной зоны кремния в зону проводимости  $\text{SiO}_2$  приводит к захвату эмитируемых электронов на положительно заряженные  $(\text{PO}_4)^+$ -центры, лишь уменьшая величину радиационно-индуцированного заряда, не меняя его природу.

Рисунок демонстрирует хорошее совпадение экспериментальных и расчетных кривых, что свидетельствует об адекватном описании выбранной моделью процессов накопления индуцированного ионизирующей радиацией заряда в диэлектрике структу-

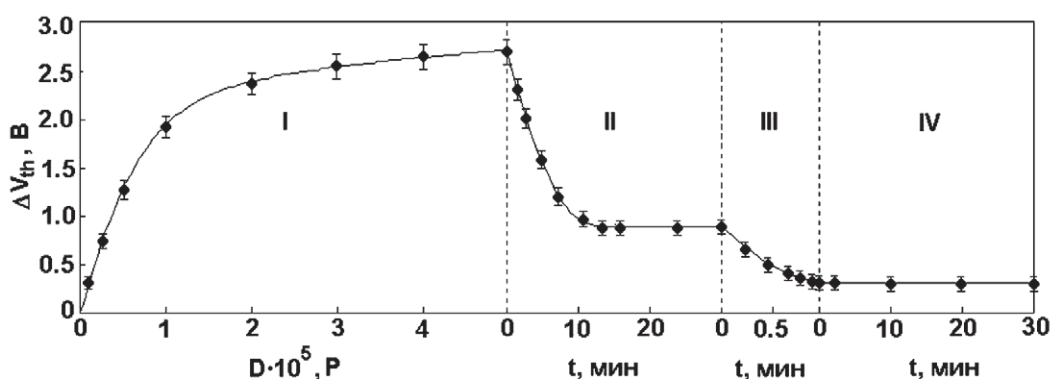


Рис. 3. Зависимость радиационно-индуцированного изменения порогового напряжения МДПТ  $\Delta V_{th}$  от дозы радиации (I), времени изотермического отжига при  $T = 700 \text{ К}$  (II и IV) и времени воздействия УФ излучения (III). Точками отмечены экспериментальные значения

ры Si—SiO<sub>2</sub> и последующей его релаксации за счет туннельной разрядки и термоэмиссии.

На рис. 4 представлены результаты моделирования процесса накопления радиационного заряда при многократном повторении цикла «облучение—отжиг». Наблюдается увеличение накопленного термостабильного радиационно-индуцированного заряда по сравнению с однократным циклом при одинаковых значениях полной поглощенной дозы (см. кривую 2 на вставке к рис. 4). Этот эффект объясняется тем, что при промежуточном отжиге отжигается заряд, накопленный на мелких ловушечных уровнях. Это приводит к уменьшению напряженности электрического поля локализованного заряда. В результате при последующем облучении на глубоких ловушках накапливается больший по величине заряд.

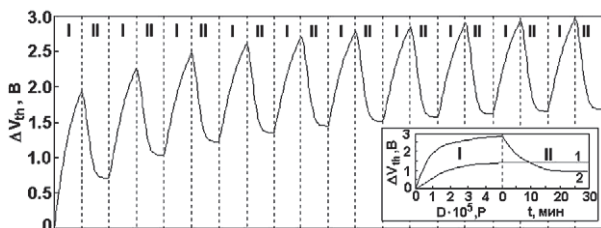


Рис. 4. Зависимость радиационно-индуцированного изменения порогового напряжения МДПТ  $\Delta V_{th}$  при повторении цикла облучение (I) — отжиг (II). Цикл содержит облучение дозой  $D = 5 \cdot 10^4$  Р и последующий отжиг при температуре 700 К в течение 30 мин. На вставке дозовая (I) и отжиговая (II) зависимости  $\Delta V_{th}$  при однократном наборе дозы: кривая 1 — облучение при  $T = 700$  К; кривая 2 — облучение при  $T = 300$  К.

При уменьшении длительности цикла «облучение—отжиг» (в предельном случае при стремлении длительности цикла к нулю) получается модель облучения при повышенной температуре. В данном случае положительный заряд, захваченный на мелких ловушечных уровнях, сразу же отжигается, и процесс накопления радиационно-индуцированного заряда осуществляется только на глубоких ловушках. Кривая 1 на вставке к рис. 4 демонстрирует зависимость радиационно-индуцированного изменения порогового напряжения МДПТ  $\Delta V_{th}$  от поглощенной дозы в результате облучения при температуре 700 К. Необходимо отметить, что при

одной и той же поглощенной дозе облучение при повышенной температуре приводит к накоплению большего по величине заряда, нежели при последовательном действии облучения и отжига.

Как отмечалось ранее, временная стабильность «неотжигаемой» части радиационно-индуцированного заряда в подзатворном диэлектрике МДП-структуры определяется процессами туннелирования электронов из кремниевой подложки и термоэмиссии захваченных дырок в валентную зону SiO<sub>2</sub>. Рассматриваемая модель позволяет выявить факторы, оказывающие наиболее существенное влияние на временную стабильность этого заряда.

Расчеты, проведенные на основе феноменологических параметров, приведенных в [13] показывают, что определяющим является процесс туннельной разрядки, независящий от энергии залегания глубокого уровня. При нормативном сроке эксплуатации МДП ИС 20—25 лет фронт туннелирования переместится на величину около 7—8 нм с каждой стороны, а изменение значения порогового напряжения за счет уменьшения захваченного радиационно-индуцированного заряда составит около 0,07—0,08 В. При этом, уменьшение  $\Delta V_{th}$  за счет термоэмиссии захваченных дырок в валентную зону SiO<sub>2</sub>, при глубине залегания уровня ловушек  $E_t > 1$  эВ, составит менее 0,01 В.

Процесс туннельной разрядки налагает ограничения и на минимальную толщину подзатворного диэлектрика МДП структуры, поскольку с уменьшением толщины возрастает доля захваченного заряда, разрядившегося за счет туннелирования. Толщина диэлектрика, при которой может быть эффективно использована рентгеновская технология корректировки пороговых напряжений, должна составлять не менее 40—50 нм.

#### 4. ВЫВОДЫ

Выбрана модель, адекватно описывающая процессы накопления индуцированного ионизирующей радиацией заряда в диэлектрике структуры Si—SiO<sub>2</sub> и последующей его релаксации за счет туннельной разрядки и термоэмиссии. В соответствии с моделью в запрещенной зоне диэлектрика располагаются ловушечные уровни двух энер-



гий: мелкий — вблизи потолка валентной зоны диоксида кремния, и глубокий — вблизи середины запрещенной зоны. Термостабильный заряд обусловлен зарядом дырок, захваченных на глубокие ловушки.

Модель позволила количественно описать технологические процессы корректировки пороговых напряжений МДП интегральных схем, включающие накопление в диэлектрике радиационно-индуцированного заряда, его изотермический отжиг и прецизионную корректировку за счет обработки УФ излучением с энергией, меньше ширины запрещенной зоны SiO<sub>2</sub>.

На основе моделирования показано, что рентгеновская технология корректировки пороговых напряжений может быть применима к структурам, содержащим донорный уровень с глубиной залегания не менее 1 эВ и толщиной диэлектрика не менее 40—50 нм.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Левин М.Н., Гитлин В.Р., Татаринцев А.В., Остроухов С.С., Кадменский С.Г. Рентгеновская корректировка пороговых напряжений в производстве МДП интегральных схем. // Микроэлектроника. 2002. Т. 31. № 6. С. 408—413.
2. Levin M.N., Gitlin V.R., Kadmensky S.G., Ostrouhov S.S., Pershenkov V.S. X-ray and UV controlled adjustment of MOS VLSI circuits threshold voltages // Microelectronics Reliability. 2001. V. 41. № 2. P. 185—191.
3. Гитлин В.Р., Кадменский С.Г., Левин М.Н., Татаринцев А.В. Сопоставление воздействия различных видов ионизирующих излучений на параметры серийных МДП БИС // Электронная техника. Сер. 7. «Технология, организация производства и оборудование». 1990. № 6 (163). С. 9—12.
4. Ma T.P., Dressendorfer P.V. Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits. New York: Wiley—Interscience. 1989. 650 p.
5. Shimizu H., Munakata C. Phosphorus-Induced Positive Charge in Native Oxide of Silicon Wafers // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. P. 3598.
6. Гитлин В.Р., Кадменский С.Г., Левин М.Н., Татаринцев А.В. Использование ультрафиолетового излучения в радиационно-термических процессах корректировки параметров МДП БИС // Электронная техника. Сер. 7. «Технология, организация производства и оборудование». 1990. № 6 (163). С. 23—26.
7. Grove A.S., Snow E.H. A model for radiation damage in metal-oxide-semiconductor structures // Proc. IEEE. 1966. V. 54. P. 894—895.
8. Stanley A.G. A model for shifts in the gate turn-on voltage of insulated-gate field-effect devices induced by ionizing radiation // IEEE Trans. Electron Devices. 1967. V. 14. P. 134—138.
9. Lenahan P.M., Dressendorfer P.V. Hole traps and trivalent silicon centers in metal-oxide-silicon devices // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. № 10. P. 3495—3499.
10. Jupina M.A., Lenahan P.M. Spin dependent recombination: a <sup>29</sup>Si hyperfine study of radiation-induced Pb centers at the Si—SiO<sub>2</sub> interface // IEEE Trans. Nuclear Science. 1990. V. 37. № 6. P. 1650—1657.
11. Dressendorfer P.V. Electron and hole transport and tunneling in SiO<sub>2</sub>. — In: Structure and Bonding in Non-Crystalline Solids. New York: Plenum Press / ed. G. E. Walrafen, A. G. Revesz. 1986. P. 485—507.
12. Schwank J.R., Winokur P.S., McWroter P.J., Dressendorfer et al. Physical mechanisms contributing to device “rebound” // IEEE Trans. Nuclear Physics. 1984. V. 31. № 6. P. 1434—1438.
13. Oldham T.R., Lelis A.J., McLean F.B. Spatial dependence of trapped holes determined from tunneling analysis and measured annealing // IEEE Trans. Nuclear Physics. 1986. V. 33. № 6. P. 1203—1209.
14. Кадменский А.Г., Кадменский С.Г., Левин М.Н., Масловский В.М., Чернышев В.В. Релаксационные процессы в МДП-элементах интегральных схем, вызванные ионизирующим излучением и импульсным магнитным полем // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. № 3. С. 41—45.
15. Levin M.N., Maslovsky V.M. Relaxation processes induced in Si—SiO<sub>2</sub> systems by ionizing radiation and pulsed magnetic field treating // Solid State Communications. 1994. V. 90. № 12. P. 813—816.
16. McWhorter P.J., Miller S.L., Miller W.M. Modeling the anneal of radiation-induced trapped holes in a varying thermal environment // IEEE Trans. Nuclear Physics. 1990. V. 37. № 6. P. 1682—1689.
17. Boesch H.E., McLean F.B., Benedetto J.M., McGarrity J.M. Saturation of threshold voltage shift in MOSFET's at high total dose // IEEE Trans. Nuclear Physics. 1986. V. 33. № 6. P. 1191—1197.
18. Benedetto J.M., Boesch H.E. The relationship between Co<sup>60</sup> and 10-keV X-ray damage in MOS devices // IEEE Trans. Nuclear Science. 1986. V. 33. № 6. P. 1318—1323.
19. Benedetto J.M., Boesch H.E., Oldham T.R., Brown G.A. Measurement of low-energy X-ray dose enhancement in MOS devices with silicide gates // IEEE Trans. Nuclear Science. 1987. V. 34. № 6. P. 1540—1543.



20. Powell R.J., Berglund C.N. Photoinjection studies of charge distributions in oxides of MOS structures // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. № 11. P. 4390—4397.

21. Левин М.Н., Бормонтов Е.Н., Волков О.В., Остроухов С.С., Татаринцев А.В. Анализ распределения заряда в диэлектрике МДП струк-

туры по спектральным зависимостям фотоэмиссионного тока // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 3. С. 46—51.

22. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Иванков Ю.В. Моделирование воздействия ионизирующих излучений на структуру металл—диэлектрик—полупроводник // Конденсированные среды и межфазные границы. 2002. Т. 4. № 3. С. 194—2002.