

УДК 621.3.049.77:621.382.3

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО ТОКОПЕРЕНОСА В СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК-ПОЛУПРОВОДНИК

М. Н. Левин, А. В. Татаринцев, В. А. Макаренко, А. В. Каданцев, В. Р. Гитлин

Воронежский государственный университет

В работе проведен анализ процессов токопереноса в диэлектрике МДП-структуры, основанный на численном решении системы уравнений, описывающих процессы пространственно-временной эволюции заряда, возникающего при воздействии рентгеновского и ультрафиолетового излучений. Представлена методика определения пространственного распределения радиационного заряда в диэлектрике МДП-структуры, основанная на исследовании полевых и спектральных характеристик фотоэмиссионного тока.

СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Процессы пространственно-временной эволюции заряда, возникающего в диэлектрике МДП-структуры при воздействии на нее ионизирующего излучения (ИИ), описываются следующей системой уравнений [1]:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon_{ox} \epsilon_0} (P_t(x) + p(x) - n(x)), \quad (1)$$

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

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p \frac{\partial (pE)}{\partial x} + G(E) - R_p(E), \quad (3)$$

$$\frac{\partial P_t}{\partial t} = R_p - R_n, \quad (4)$$

$$R_p = p(P_{t0} - P_t) \cdot \sigma_p \left(\mu_p |E| + \frac{\mu_p}{\mu_n} V_{th} \right), \quad (5)$$

$$R_n = n \cdot P_t \cdot \sigma_n (\mu_n |E| + V_{th}). \quad (6)$$

В эту систему уравнений входят уравнение Пуассона (1), уравнения непрерывности для свободных электронов (2) и дырок (3) и уравнение (4), описывающее кинетику накопления дырочного заряда на ловушечных уровнях. Здесь $D_{n,p}$, $\mu_{n,p}$, $\sigma_{n,p}$ — коэффициенты диффузии, подвижности и сечения захвата для электронов и дырок; G — темп генерации излучением электронно-дырочных

пар; $R_{n,p}$ — скорости захвата электронов и дырок на ловушечные уровни; E — напряженность электрического поля в диэлектрике; n , p — концентрации электронов и дырок; P_{t0} и P_t — концентрации центров дырочного захвата и дырочного заряда, захваченного на ловушках; V_{th} — тепловая скорость носителей заряда; q — заряд электрона; ϵ_{ox} — диэлектрическая проницаемость диэлектрика; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная.

Если энергия квантов ИИ больше ширины запрещенной зоны диэлектрика, то в процессе воздействия радиации в диэлектрике МДП-структуры происходит генерация электронно-дырочных пар, разделение этих пар внешним электрическим полем, уход электронов из диэлектрика в электроды и захват дырок на ловушечные центры в диэлектрике [2].

Облучение МДП-структуры ультрафиолетовым (УФ) излучением с энергией меньше ширины запрещенной зоны диэлектрика, 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 SiO_2 центров электронного захвата инжектируемые электроны нейтрализуют положительно заряженные центры.

Для структуры poly-Si-SiO₂-Si с затвором из легированного фосфором поликремния и подложкой из высоколегированного кремния n типа проводимости процессами пе-

© Левин М. Н., Татаринцев А. В., Каданцев А. В., Макаренко В. А., Гитлин В. Р., 2005.

резарядки поверхностных состояний (ПС) при изменении напряжения на МДП-структуре, изменением заряда в области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника и разностью работ выхода материала затвора и подложки можно пренебречь. В этом случае распределение потенциала в МДП-структуре при наличии заряда в диэлектрике определяется выражением:

$$V_g = -\frac{Q_{0t}}{C_{ox}} + \Phi, \quad (7)$$

где Φ — высота потенциального барьера на границе диэлектрик-эмиттирующий электрод при нулевом смещении в электронейтральном диэлектрике; Q_{0t} — эффективный заряд в диэлектрике со стороны полупроводника:

$$Q_{0t} = \frac{1}{d} \int_0^d (d-x)(P_t(x) - n(x)) dx. \quad (8)$$

Здесь d — толщина диэлектрика.

При моделировании индуцированного рентгеновским излучением токопереноса система уравнений (1)–(3) решается при следующих начальных и граничных условиях.

$$n(x, 0) = 0; P_t(x, 0) = P_{t0}(x), \quad (9)$$

$$p(0, t) = p(d, t) = n(0, t) = n(d, t) = 0, \quad (10)$$

При моделировании фотоэмиссионного тока решаются только уравнения Пуассона (1) и уравнение непрерывности для электронов (2) с начальными условиями (9) и граничными условиями:

$$\varphi(0) = V_g + \Phi; \varphi(d) = \Phi; \quad (11)$$

$$n(x) = A_1 (h\nu - \Phi)^p \cdot \exp\left(-\frac{x_{01}}{l}\right) \text{ при } x = x_{01}; \quad (12)$$

$$n(x) = A_2 (h\nu - \Phi)^p \cdot \exp\left(-\frac{x_{02}}{l}\right) \text{ при } x = x_{02}. \quad (13)$$

Здесь $A_{1,2}$ и p — параметры, зависящие от интенсивности падающего излучения и конкретного механизма оптического фотовозбуждения (для кремния $p \approx 2$); ν — частота падающего ультрафиолетового излучения; h — постоянная Планка; $x_{01,2}$ — координаты экстремумов потенциальных барьеров (ПБ), зависящие от наличия объемного заряда в диэлектрике; l — параметр, характеризующий рассеяние электронов во встречном поле ПБ, для SiO_2 $l = 3,4$ нм [3].

Полученное из решения уравнения (1) распределение потенциала $\varphi_0(E)$ корректируется с учетом потенциала сил изображения с обеих границ:

$$\varphi(x) = \varphi_0(x) - \frac{q}{16\pi\epsilon_0\epsilon_i} \left(\frac{1}{x} + \frac{1}{d-x} \right). \quad (14)$$

Здесь ϵ_i — оптическая диэлектрическая проницаемость диэлектрика.

Интенсивность ионизирующего излучения выбирается из условий:

$$P_{i0}(x) - P_t(x) \ll P_{i0}(x); n(x) \ll P_t(x). \quad (15)$$

Выполнение условий (15) исключает искажение внутреннего поля в диэлектрике за счет накопления в его объеме образующихся в результате воздействия ИИ носителей.

Фотоэмиссионный ток во внешней цепи представляет собой сумму двух составляющих: сквозного тока J_{sk} , протекающего через диэлектрик МДП-структуры, и тока смещения J_{sm} , обусловленного перераспределением зарядов в объеме диэлектрика.

Ток смещения может быть представлен следующим образом:

$$J_{sm} = \frac{\Delta Q_{0t1} - \Delta Q_{0t2}}{\Delta V} \cdot \frac{\Delta V}{\Delta t}, \quad (16)$$

где $\Delta Q_{0t1} = Q_{0t1} - Q'_{0t1}$, $\Delta Q_{0t2} = Q_{0t2} - Q'_{0t2}$; $Q_{0t1,2}$ и $Q'_{0t1,2}$ — величины эффективных зарядов у одной и другой границ, соответствующие напряжению V и $V + \Delta V$, соответственно; Δt — промежуток времени за который произошло изменение напряжения.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 1а показано распределение потенциала в диэлектрике МДП-структуры при наличии локализованного положительного заряда (ЛЗ). При нулевом напряжении распределение потенциала симметрично и имеет два экстремума в точках x_{01} и x_{02} , положение и высота которых определяется распределением локализованного в диэлектрике заряда. При приложении смещения распределение потенциала изменяется. Появляется энергетический минимум x_m у одной из границ. С увеличением напряжения смещения снижается высота ПБ у одной из границ, и экстремум приближается к границе. Одновременно с этим высота барьера

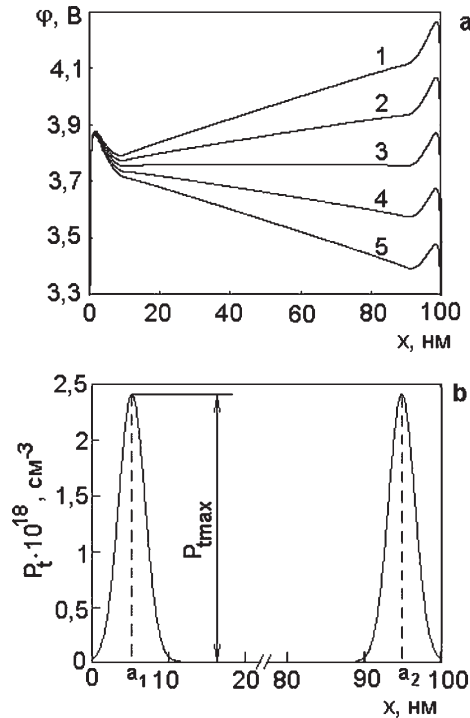


Рис. 1. Распределение потенциала по диэлектрику МДП-структуры (а) (расстояние отсчитывается от границы раздела полупроводник—диэлектрик. $\Phi_1 = \Phi_2 = 4$ эВ, $V = -0,4, -0,2, 0, +0,2, +0,4$ В для кривых 1—5, соответственно). Распределение локализованного заряда (б) (распределение Гаусса с параметрами: $P_{l\text{max}} = 2,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\sigma = 1,7$ нм, $a_1 = 3\sigma$, $a_2 = d - 3\sigma$)

у другой границы возрастает, экстремум удаляется от границы, а точка энергетического минимума потенциала x_m приближается к границе раздела.

При моделировании предполагалось, что радиационно-индуцированный заряд имеет распределение Гаусса, расположен вблизи границ диэлектрика и максимум распределения отстоит на величину 3σ от границы, где σ — значение среднеквадратического отклонения (рис. 1б). Выбор такого распределения обусловлен представленными в [4, 5] результатами расчетов накопления радиационно-индуцированного заряда в диэлектрике МДП-структуры при облучении рентгеновским излучением.

На рис. 2 представлены распределения концентрации электронов по толщине диэлектрика при разных смещениях на затворе. При нулевом напряжении наблюдается два максимума в распределении электронов, положение которых соответствует положениям минимумов в распределении потенциа-

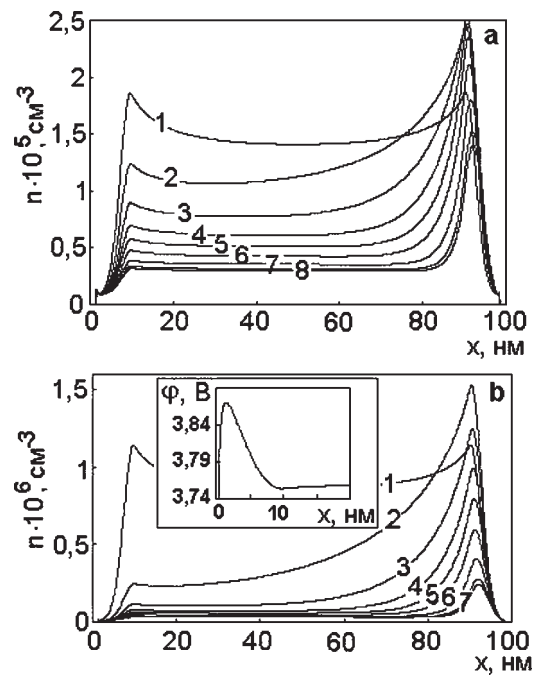


Рис. 2. Распределение концентрации электронов по толщине диэлектрика МДП-структуры (при наличии захвата носителей (а) и при его отсутствии (б)) при разных напряжениях смещения: $V = 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 1$ В для кривых 1—8, соответственно. Распределение ЛЗ соответствует приведенному на рис 1

ла при нулевом напряжении. Площадь под кривой соответствует общему заряду свободных электронов, эмиттированных в диэлектрик. При увеличении напряжения наблюдается смещение максимума распределения к потенциальному минимуму у одной из границ. При этом уменьшается заряд свободных электронов в диэлектрике. Это свидетельствует об оттоке инжектированных электронов из диэлектрика через границу раздела, т.е. о наличии сквозного тока через диэлектрик.

Наличие захвата электронов в диэлектрике приводит к изменению распределения концентрации электронов лишь при малых значениях напряжения смещения. При увеличении напряжения распределения концентраций при отсутствии захвата и при его наличии приближаются к одним значениям.

Расчеты величин токов J_{sk} и J_{sm} показывают, что при скорости изменения напряжения $\Delta V/\Delta t < 10^9$ В/с выполняется соотношение $J_{sm}/J_{sk} < 10^{-2}$. Поэтому величиной тока

J_{sm} в дальнейшем можно пренебречь и считать, что ток через МДП-структуру определяется только сквозным током J_{sk} .

На рис. 3 представлено распределение сквозного J_{sk} тока через диэлектрик МДП-структуры, а также его дрейфовой и диффузионной составляющих. В центральной части диэлектрика диффузионный ток примерно на порядок меньше дрейфового. Наблюдается синхронное изменение составляющих таким образом, что результирующая величина сквозного тока по толщине структуры постоянна.

На рис. 4. представлены расчетные фотоземиссионные вольтамперные характеристики (ФЭВАХ) структуры poly-Si-SiO₂-Si. У приведенных характеристик можно выделить три характерных участка. Первому участку соответствует положение энергетического минимума вблизи правой границы диэлектрика, и ток при этом определяется в основном фотоэмиссией из левого электрода. На втором участке ФЭВАХ энергетический минимум находится у левой границы диэлектрика, а фотоэмиссионный ток определяется в основном эмиссией из правого электрода. Скачок тока на третьем участке ФЭВАХ обусловлен изменением направления поля в электронейтральной части диэлектрика и соответствующим перемещением энергетического минимума от одной эмиттирующей границы к другой.

В МДП-структуре с симметрично расположенным в диэлектрике локализованным зарядом скачок фотоэмиссионного тока имеет место при нулевом смещении (кривые 1—3). Большой плотности заряда соответствуют меньшие высоты ПБ и, следовательно,

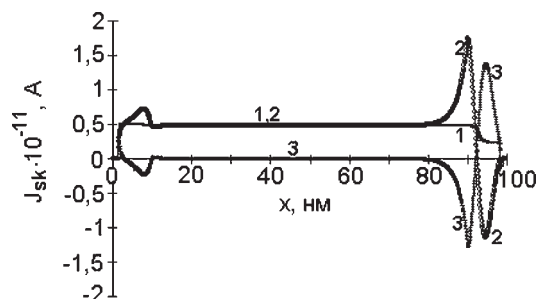


Рис. 3. Сквозной ток через диэлектрик МДП-структуры (1) и его дрейфовая (2) и диффузионная (3) составляющие. Приложенное напряжение 1 В. Распределение ЛЗ соответствует приведенному на рис 1

большие токи на первом и втором участках ФЭВАХ. Нарушение симметрии в распределении заряда приводит к сдвигу участка резкого тока вдоль оси напряжений, что связано с необходимостью компенсировать внутреннее поле в электронейтральной части диэлектрика (кривая 4).

Кривая 5 соответствует отсутствию захвата в диэлектрике. Из сопоставления кривых 1 и 5 следует, что захват проявляется лишь при малых значениях напряжений смещения (менее 1 В), что находится в полном соответствии с распределениями электронов в диэлектрике (рис. 2). При больших значениях напряжения кривые практически совпадают.

Участки плавного роста тока, определяющиеся преимущественной эмиссией через одну из границ, достаточно хорошо аппроксимируются прямой линией. Как следует из рисунка, наклон ВАХ на этом участке определяется только величиной эффективного заряда у соответствующей границы. Экстраполируя участок 1 и 3 прямой линией, и продолжая ее до пересечения с осью напряжений, можно определить значения напряжения V_1 и V_2 . Далее по величинам V_1 и V_2 , используя расчетную зависимость величин $V_{1,2}$ от эффективного заряда (рис 5),

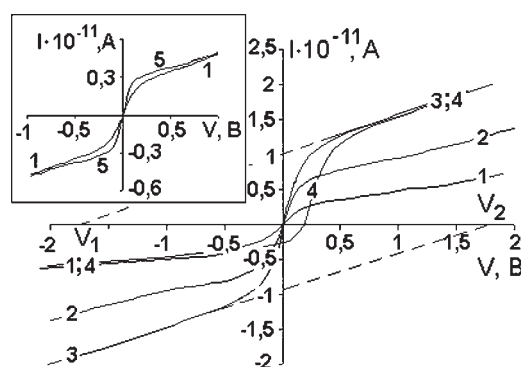


Рис. 4. Расчетные ФЭВАХ структуры poly-Si-SiO₂-Si. $\Phi_1 = \Phi_2 = 4$ эВ; распределения ЛЗ — распределения Гаусса с параметрами: $\sigma = 1,7$ нм, $a_1 = 3\sigma$, $a_2 = d - 3\sigma$, симметричное распределение положительного заряда $P_{tmax} = 2,4 \cdot 10^{18}$ см⁻³ ($Q_{of} = 10^{12}$ см⁻²), $P_{tmax} = 3,6 \cdot 10^{18}$ ($Q_{of} = 1,5 \cdot 10^{12}$ см⁻²), $P_{tmax} = 4,8 \cdot 10^{18}$ см⁻³ ($Q_{of} = 2 \cdot 10^{12}$ см⁻²) (для кривых 1—3, соответственно); несимметричное распределение заряда: $P_{tmax1} = 2,4 \cdot 10^{18}$ см⁻³ ($Q_{of} = 10^{12}$ см⁻²), $P_{tmax2} = 4,8 \cdot 10^{18}$ см⁻³ ($Q_{of} = 2 \cdot 10^{12}$ см⁻²) (кривая 4). Кривая 5 соответствует кривой 1 при отсутствии захвата носителей заряда

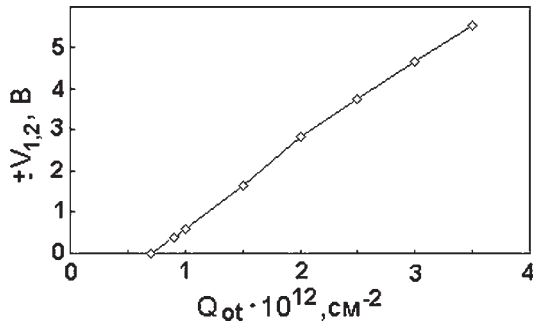


Рис. 5. Расчетная зависимость характерного напряжения от величины эффективного заряда у границы диэлектрика

можно определить значения эффективных зарядов у каждой из границ.

Для определения параметров распределения ЛЗ в диэлектрике недостаточно знания только величины эффективного заряда. Необходимо определение еще одного параметра, зависящего от распределения ЛЗ. Таким параметром является высота потенциального барьера, зависящая от распределения ЛЗ в диэлектрике. Высота ПБ может быть определена из спектральной зависимости фотоэмиссионного тока.

Спектральная характеристика фотоэмиссионного тока определяется величиной квантового выхода:

$$Y(h\nu) = A \cdot (h\nu - \Delta\Phi)^p \cdot \exp(-x_0/l), \quad (17)$$

где A — определяется интенсивностью падающего ультрафиолетового излучения; $\Delta\Phi = \Phi_0 - \sqrt{2bE}$, $b = -q/(8\pi\epsilon_0\epsilon_{ox})$, Φ_0 — высота ПБ в отсутствие внешнего электрического поля [3]. Высота ПБ может быть определена экстраполяцией линейного участка характеристики, построенной в координатах $I^{1/2} - h\nu$ на ось энергии квантов ультрафиолетового излучения.

На рис. 6 представлены расчетные зависимости высоты потенциального барьера на границе эмиттирующий электрод (а) — полупроводник и эффективного заряда (б) от параметров распределения ЛЗ, аппроксимированного распределением Гаусса.

Таким образом, предлагается следующая методика определения параметров распределения радиационно-индуцированного заряда в диэлектрике МДП-структуры.

Из фотоэмиссионной ВАХ по значению характерного напряжения определяется величина эффективного заряда у каждой из

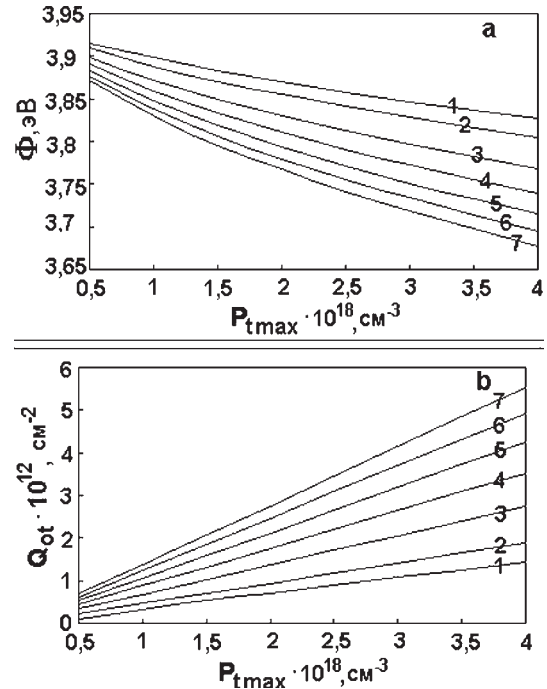


Рис. 6. Расчетные зависимости высоты потенциального барьера на границе эмиттирующий электрод — диэлектрик (а) и эффективного заряда (б) от максимального значения положительного заряда в распределении Гаусса P_{tmax} . Параметр — среднеквадратическое отклонение σ ($\sigma = 1,5; 2; 3; 4; 5; 6; 7$ нм для кривых 1—7, соответственно)

границ диэлектрика; из экспериментальной спектральной характеристики определяется высота ПБ у соответствующей границы; по полученным значениям с использованием расчетных зависимостей, представленных на рис. 6, подбираются параметры распределения Гаусса, соответствующие распределению ЛЗ.

На рис. 7 представлены результаты моделирования ВАХ радиационно-индуцированного тока, измеряемого непосредственно в процессе облучения структуры poly-Si-SiO₂-Si рентгеновским излучением низкой интенсивности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследования проводились на тестовых МДП конденсаторах, размеры которых соответствовали размерам затвора тестовых МДП-транзисторов. МДП конденсаторы выполнялись по стандартной технологии изготовления МДП ИС. Размеры верхней обкладки конденсатора составляли $3,2 \times 200$ мкм².

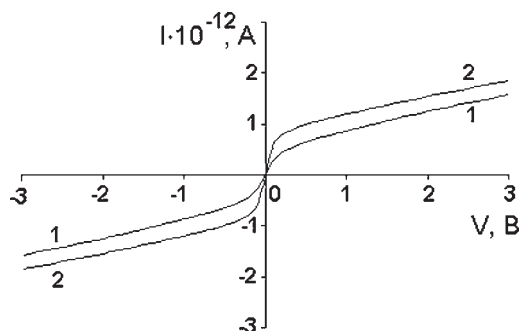


Рис. 7. Расчетные ВАХ индуцированного рентгеновским излучением тока через диэлектрик структуры poly-Si-SiO₂-Si: 1 — без заряда в диэлектрике; 2 — с симметрично расположенным положительным зарядом, имеющим распределение Гаусса с параметрами: $P_{tmax} = 7,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\sigma = 1,7 \text{ нм}$, $a_1 = 3\sigma$, $a_2 = d - 3\sigma$

Оксид был выращен термическим окислением в сухом кислороде при температуре 1050 °С. Толщина оксида составляла $d = 100 \text{ нм}$. Электрод затвора был выполнен из поликремния, легированного фосфором, и имел толщину 0,5 мкм. Концентрация легирующей примеси в подложке составляла 10^{19} см^{-3} .

Следует отметить, что электроды затвора непрозрачны для ближнего диапазона ультрафиолетового излучения, то есть прямое проникновение УФ излучения в область подзатворного диэлектрика невозможно. Однако по изменению стационарных подпороговых сток-затворных ВАХ было обнаружено [6], что под воздействием УФ квантов изменяется радиационно-индуцированный заряд в подзатворном диэлектрике и на поверхностных состояниях короткоканальных МДПТ. Причем эффективность УФ облучения зависит от со-

отношения площади электрода МДПТ-структуры к его периметру. Полученный результат свидетельствует о периферийном характере воздействия. По-видимому, проникновение УФ излучения под затвор МДПТ обусловлено тем, что полевой и подзатворный окислы в МДПТ-элементах БИС представляют собой световоды для УФ излучения.

Радиационное воздействие осуществлялось «мягким» рентгеновским излучением с энергией квантов $E_x \sim 25 \text{ кэВ}$ на установке ИРИС-3М дозой до $5 \cdot 10^5 \text{ Р}$. Облучение и хранение образцов осуществлялось при комнатной температуре. После облучения образцы подвергались изотермическому отжигу при температуре 700 К в течение часа. При этом отжигался заряд на поверхностных состояниях и на мелких ловушечных уровнях.

Измерения проводились на установке, блок-схема которой представлена на рис. 8.

Схема аналого-цифрового преобразователя (АЦП) выполнена на основе шестнадцатирядного сигма-дельта АЦП AD7705 фирмы Analog Devices. Схема преобразует входной аналоговый сигнал в цифровой код, который передается в схему сопряжения с компьютером.

Схема цифро-аналогового преобразователя (ЦАП) выполнена на основе десятирядного ЦАП MAX504 фирмы MAXIM. Схема формирует сигнал смещения пилообразной формы, амплитудное значение которого может варьироваться в интервале напряжений $(-10 \dots +10) \text{ В}$ с шагом 0,02 В.

С выхода схемы ЦАП аналоговый сигнал поступает на фильтр нижних частот (ФНЧ),

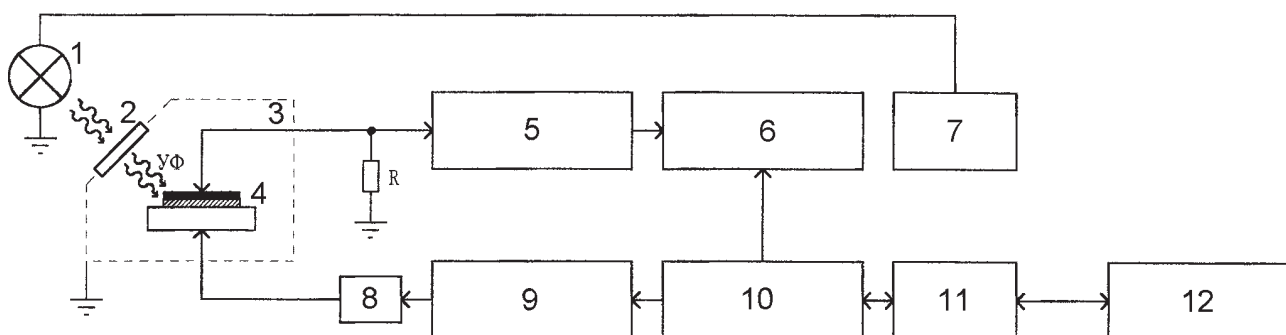


Рис. 8. Блок-схема установки для фотоэмиссионных исследований: 1 — источник света; 2 — монохроматор; 3 — измерительная ячейка; 4 — исследуемый образец; 5 — электрометрический усилитель; 6 — аналого-цифровой преобразователь; 7 — блок питания источника света; 8 — фильтр нижних частот; 9 — цифроаналоговый преобразователь; 10 — схема сопряжения с компьютером; 11 — интерфейс RS232C; 12 — компьютер IBM-совместимый

верхняя частота среза которого выбрана равной половине максимальной частоты обновления данных в схеме ЦАП. С выхода схемы ФНЧ напряжение смещения подается на подложку МДП-структуры.

Измерение тока, протекающего через исследуемую структуру, осуществляется путем измерения падения напряжения на резисторе R . Номинал этого резистора выбран с таким расчетом, чтобы падение напряжения на нем было много меньше напряжения, приложенного к исследуемой структуре.

Электрометрический усилитель состоит из транзисторно-резистивного моста и усилителя на операционном усилителе (ОУ). Во входном каскаде использован полевой транзистор КП350Д, входное сопротивление которого более 10^{14} Ом. Динамический диапазон входного напряжения схемы $\pm 0,7$ В. Схема позволяет измерять токи до 10^{-12} А.

Схема сопряжения с компьютером предназначена для реализации алгоритмов измерений и передачи результатов на компьютер для последующей математической обработки. В основе схемы используется микроконтроллер PIC16F628 фирмы MICROCHIP.

В качестве источника УФ излучения использовалась ксеноновая лампа ДКСШ-1000 с непрерывным спектром в ближней ультрафиолетовой области. Облучение исследуемых структур проводилось через монохроматор МДР-24 комплекса КСВУ с регулируемой выходной щелью.

Постоянство поглощенного излучения обеспечивалось поддержанием постоянной проводимости через подзатворный диэлектрик транзистора в соответствии с методом,

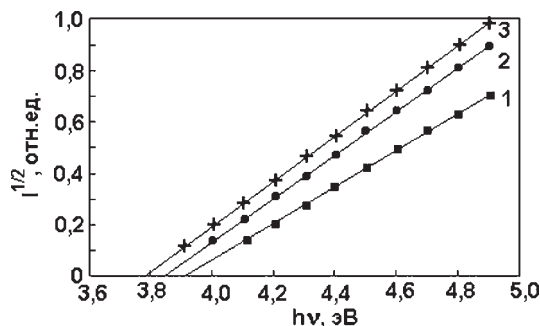


Рис. 9. Спектральные зависимости фотоэмиссионного тока структур poly-Si – SiO₂ – Si после рентгеновского облучения дозой $5 \cdot 10^5$ Р со смещением на затворе МДП-конденсатора +0,5, +1, +3 В для кривых 1—3, соответственно

описанным в [7]. На одну из транзисторных структур, расположенных на пластине, от генератора импульсов подавался импульс напряжения с амплитудой 120 В и длительностью 0,2 с, под действием которого происходил пробой диэлектрика. Полярность напряжения выбиралась такой, чтобы в приповерхностном слое полупроводника создать обогащенный носителями заряда слой, и обеспечить падение напряжения на диэлектрике. Калибровка источника излучения производилась следующим образом. Регулировкой выходной щели монохроматора при изменении частоты падающего света через пробитую структуру поддерживался постоянный ток 10^{-7} А и регистрировались соответствующие значения ширины щели. Затем на рабочую структуру подавалось фиксированное постоянное напряжение, и с соблюдением зависимости ширины щели от частоты падающего света измерялась спектральная характеристика фототока.

На рис. 9 представлены экспериментальные спектральные зависимости фотоэмиссионного тока через диэлектрик МДП-конденсаторов, соответствующие постоянной интенсивности УФ излучения, поглощаемого полупроводником во всем спектральном диапазоне. Из рисунка следует, что ФЭВАХ в координатах $I^{1/2} - h\nu$ аппроксимируется прямой линией. Высота потенциального барьера, определенная экстраполяцией линейного участка характеристики, построенной в координатах $I^{1/2} - h\nu$, составляет 3,86, 3,83 и 3,79 эВ для кривых 1—3 соответственно.

На рис. 10 приведены экспериментальные ФЭВАХ исследуемых структур. По напря-

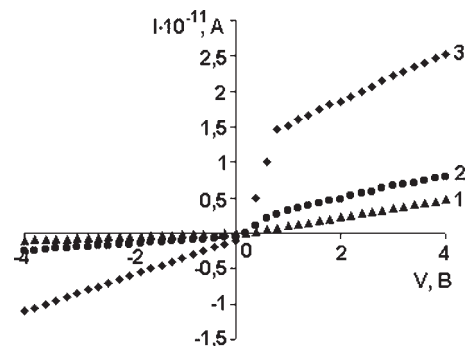


Рис. 10. Фотоэмиссионные ВАХ структур poly-Si-SiO₂-Si после рентгеновского облучения дозой $5 \cdot 10^5$ Р со смещением на затворе МДП-конденсатора +0,5, +1, +3 В для кривых 1—3, соответственно

жениям, полученным экстраполяцией участка плавного роста тока, обусловленного преимущественной эмиссией из полупроводника, с использованием зависимости на рис. 5 были определены значения эффективного заряда на границе полупроводник-диэлектрик. Они составили значения $8 \cdot 10^{11}$, $1,2 \cdot 10^{12}$ и $2,5 \cdot 10^{12}$ см⁻² для кривых 1—3, соответственно. Далее, используя расчетные зависимости на рис. 6, были определены параметры распределения локализованного в диэлектрике МДП-структуры положительного радиационно-индуцированного заряда. При облучении с напряжением на электроде +3 В: $\sigma = 7$ нм, $P_{t0\max} = 1,7 \cdot 10^{18}$ см⁻³; при облучении с напряжением на электроде +1 В: $\sigma = 5$ нм, $P_{t0\max} = 1,1 \cdot 10^{18}$ см⁻³; при облучении с напряжением на электроде + 0,5 В: $\sigma = 4$ нм, $P_{t0\max} = 0,8 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведен анализ процессов токопереноса в диэлектрике МДП структуры, основанный на численном решении системы уравнений, описывающих процессы пространственно-временной эволюции заряда, возникающего в диэлектрике МДП-структуры при воздействии на нее рентгеновского и ультрафиолетового излучений.

2. Представлена методика определения параметров пространственного распределения радиационного заряда в диэлектрике МДП-структуры. Методика включает определение высоты потенциального барьера и

величины эффективного заряда у соответствующей границы МДП-структуры из экспериментальной спектральной характеристики фотоэмиссионного тока и фотоэмиссионной ВАХ, и сопоставление полученных значений с расчетными характеристиками.

3. Приведены экспериментальные результаты применения разработанной методики для исследования пространственного распределения индуцированного рентгеновским излучением положительного заряда в структуре poly-Si-SiO₂-Si.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гитлин В.Р., Татаринцев А.В., Макаренко В.А., Левин М.Н. // Вестник Воронежского государственного университета. Серия физика, математика. 2004. № 2. С. 16—24.
2. Grove A.S., Snow E.H. // Proc. IEEE. 1966. V. 54. P. 894—895.
3. Powell R.J., Berglund C.N. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. № 11. P. 4390—4397.
4. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Иванков Ю.В. // Конденсированные среды и межфазные границы. 2002. Т. 4. № 3. С. 195—202.
5. Левин М.Н., Гитлин В.Р., Татаринцев А.В., Макаренко В.А., Меньшикова Т.Г. // Вестник Воронежского государственного университета. Серия физика, математика. 2003. № 1. С. 71—77.
6. Гитлин В.Р., Левин М.Н., Кадменский С.Г., Татаринцев А.В. // Электронная техника. Серия 7, «Технология, организация производства и оборудование». 1990. № 6 (163). С. 23—26.
7. Авторское свидетельство СССР № 1200769 от 22.10.1985 / В. А. Гольдфарб, М. Н. Левин, В. Ф. Сыдоров, Б. Н. Сахаров.