

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И РАДИАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И МОП СТРУКТУР

А. В. Татаринцев

Воронежский государственный университет

Представлены разработанные автором либо при его непосредственном участии электрофизические методы исследования электрически активных дефектов в полупроводниках и МОП структурах и методы обнаружения латентных дефектов, недоступных для контроля электрофизическими методами, основанные на использовании радиационных и электромагнитных воздействий.

ВЕДЕНИЕ

Развитие микроэлектроники необходимо сопровождается разработкой электрофизических методов исследования базовых элементов интегральных схем (ИС). Прецизионные электрофизические методы, включающие измерения временных, полевых и температурных зависимостей емкостей и токов, явились основным средством исследования электрически активных дефектов в полупроводнике, на границе раздела полупроводник—диэлектрик и в диэлектрическом слое базовой микроэлектронной структуры металл—окисел—полупроводник (МОП). При этом методы, первоначально разработанные для одномерных МОП структур, оказались недостаточными для контроля тех же параметров непосредственно в элементах МОП ИС. Возникла необходимость в учете эффектов, связанных с топологией МОП транзисторов (МОПТ), наличием *p-n* переходов и т. п. Сохранила актуальность и проблема разделения на составляющие электрофизических характеристик, являющихся интегральным результатом дефектообразования, происходящего по разным механизмам в полупроводнике, диэлектрике и на границе их раздела.

Решение указанных проблем необходимо, чтобы обеспечить сочетание основных достоинств электрофизических методов — высокой чувствительности к обнаружению дефектов и возможности проведения исследования непосредственно в рабочих структурах МОП ИС с достоверностью результатов, получаемых при интерпретации экспериментальных данных. Эти проблемы могут быть решены только при комплексном исследовании, обеспечивающем возможность независимого контроля и разде-

ления процессов образования дефектов в полупроводниках, диэлектриках и на границах их раздела. Комплексный подход подразумевает совместное использование в исследуемых структурах набора прецизионных электрофизических методов исследования дефектообразования в полупроводниковых подложках, диэлектрических слоях и на границах раздела полупроводник—диэлектрик.

Другую проблему создают электронейтральные дефекты и примеси в МОП структурах, не заряжающиеся под температурно-полевыми воздействиями. Такие дефекты существенным образом снижают надежность характеристики изделий, но недоступны для обнаружения и исследования электрофизическими методами. Примерами таких латентных дефектов являются напряженные Si—O связи в слоях двуокиси кремния или наличие в этих слоях атомарного и молекулярного водорода. Никак не проявляясь в исходных электрофизических характеристиках, указанные дефекты катастрофически снижают радиационную стойкость изделий. Выявление подобных латентных дефектов чрезвычайно важно для обеспечения разработок специальных изделий, предназначенных к использованию в условиях внешних дестабилизирующих факторов. Это определяет актуальность создания методов исследования МОП элементов ИС с использованием ионизирующих излучений и импульсных магнитных полей (ИМП) в качестве тестирующих воздействий.

Цель работы состояла в разработке электрофизических методов исследования электрически активных дефектов в полупроводниках и МОП структурах и методов, основанных на использовании радиационных и электромагнитных воздействий, для обнаружения латент-

ных дефектов, недоступных для контроля электрофизическими методами.

В соответствии с поставленной целью были сформулированы следующие задачи исследования.

1. Разработка автогенераторного метода DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) с использованием преобразования Лапласа (Laplace-DLTS) для исследования дефектов с глубокими уровнями в полупроводниках, создание оборудования для его реализации и проведение исследований воздействия радиации и импульсных магнитных полей на спектры глубоких уровней в полупроводниках.

2. Разработка комплекса прецизионных методов исследования дефектообразования в МОП структурах на основных этапах их формирования, создание автоматизированного измерительного оборудования и проведение исследований воздействия радиации и электромагнитных полей на МОП структуры с учетом планарной неоднородности и краевых эффектов.

3. Разработка фотоэмиссионных методов определения пространственного распределения объемного заряда в диэлектрике МОП структуры и проведение исследований образования заряда в результате воздействия рентгеновского и ультрафиолетового (УФ) излучений.

4. Разработка методов исследования латентных дефектов в МОП структурах с использованием воздействия ионизирующих излучений и импульсных магнитных полей.

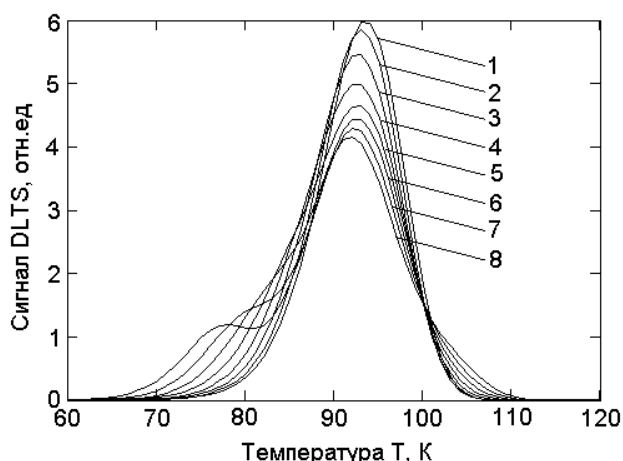


Рис. 1. Расчетные зависимости сигнала DLTS А-центра в кремнии от давления одноосного сжатия P_{100} вдоль оси [110]. $P_{110} = 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7$ ГПа для кривых 1—8 соответственно. Режим регистрации сигнала DLTS: $t_1/t_2 = 2$ мс/10 мс

5. Разработка методов направленной модификации полупроводников и МОП структур радиационными и электромагнитными воздействиями.

1. ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ С ГЛУБОКИМИ УРОВНЯМИ МЕТОДОМ DLTS

Исследование влияния одноосного сжатия полупроводникового кристалла на сигнал DLTS используется для определения типа симметрии дефекта [1]. При этом для получения достаточного разрешения спектров DLTS по энергии требуется приложение к образцу значительных усилий, и в результате возникновения в образце больших внутренних напряжений может произойти его разрушение. Для повышения разрешающей способности классического метода DLTS предложено использовать интегральное преобразование Лапласа [2]. На примере дефектного комплекса кислород—вакансия (А-центра) в полупроводниковом кремнии проведено численное моделирование влияния упругих напряжений на сигнал DLTS [3]. При отсутствии внешней нагрузки наблюдается пик в спектре DLTS, соответствующий моноэнергетическому уровню E_1 (рис. 1, кривая 1). Упругое сжатие сначала приводит к деформации пика, что является результатом наложения четырех близко расположенных пиков. При больших нагрузках пик расщепляется. Для получения достаточного разрешения по энергии необходимо приложение к образцу нагрузки не менее 0,6—0,7 ГПа, что близко к значению предела прочности для кремния (0,7 ГПа). Обработка релаксационных кривых с помощью преобразования Лапласа позволяет разделить эмиссию носителей заряда с близко расположенных уровней при значительно меньшей нагрузке (рис. 2). Подобные результаты получены при нагружении кристалла и по другим кристаллографическим направлениям. Для А-центра при использовании метода регуляризации Тихонова было получено разрешение по энергии $\sim 0,001$ эВ при отношении шум-сигнал не более 3 %.

В результате исследования воздействия ИМП на дефектную подсистему монокристаллов арсенида галлия методом DLTS обнаружен эффект необратимого изменения спектра ГУ, соответствующих поверхностным электронным состояниям (ПЭС) [4]. Эффект заключается в

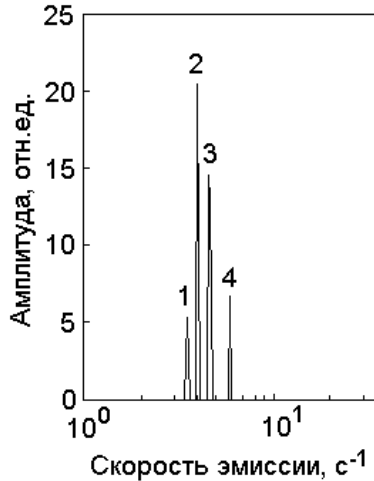


Рис. 2. Расчетные Laplace-DLTS-спектры А-центра в кремнии от давления одноосного сжатия вдоль оси [110] $P_{110} = 0,05$ ГПа (1 — уровень $E_3 = 0,171$ эВ; 2 — полоса уровней E_2, E_5, E_6 с энергией $0,17$ эВ; 3 — уровень $E_1 = 0,169$ эВ; 4 — уровень $E_4 = 0,168$ эВ)

изменении температурного положения пика ПЭС (рис. 3). Положения и амплитуды пиков, обусловленных объемными глубокими уровнями EL6 и EL2, в результате воздействия ИМП не менялись, что свидетельствует о чувствительности к воздействию ИМП только поверхностных электронных состояний. Спектры DLTS пластин арсенида галлия, предварительно обработанных в парах селена, не менялись в результате воздействия ИМП. Обнаруженный эффект может быть объяснен с позиций концепции решеточного магнетизма, индуцированного дефектами [5].

При исследовании воздействия гамма-излучения на электрофизические параметры ГУ в кремнии и арсениде галлия методом DLTS обнаружен эффект уменьшения концентрации электрически активных дефектов [6]. Он проявляется в изменении концентрации глубоких центров, соответствующих дивакансии в кремнии и уровням EL2 и EL6 в арсениде галлия (рис. 4), и объясняется взаимодействием радиационно-индуцированных точечных дефектов с исходными дефектами в полупроводниковом кристалле.

Для исследования ГУ, образованных поверхностными состояниями на границе раздела кремний-двуокись кремния, разработан метод нестационарной спектроскопии ПС в режиме постоянного подпорогового тока МОПТ [7]. Метод отличается повышенной прецизионнос-

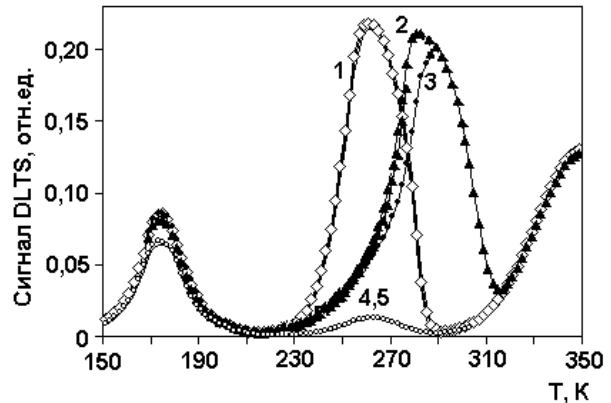


Рис. 3. Влияние обработки ИМП на DLTS спектры контактов Шоттки Al-GaAs: 1 — исходный; 2, 3 — через 1 и 7 суток после ИМП соответственно. Спектры 4 и 5 измерены на образцах с предварительной обработкой пластин GaAs в парах селена до и через 3 суток после воздействия ИМП. Режим измерения DLTS: $t_1/t_2 = 10$ мс/ 210 мс

тью, которая достигается за счет использования собственного усилительного эффекта исследуемого МОПТ при регистрации нестационарной перезарядки ПС. Релаксация заряда неравномерно заполненных ПС сопровождается изменением поверхностного потенциала полупроводника ψ_s , наиболее чувствительным пара-

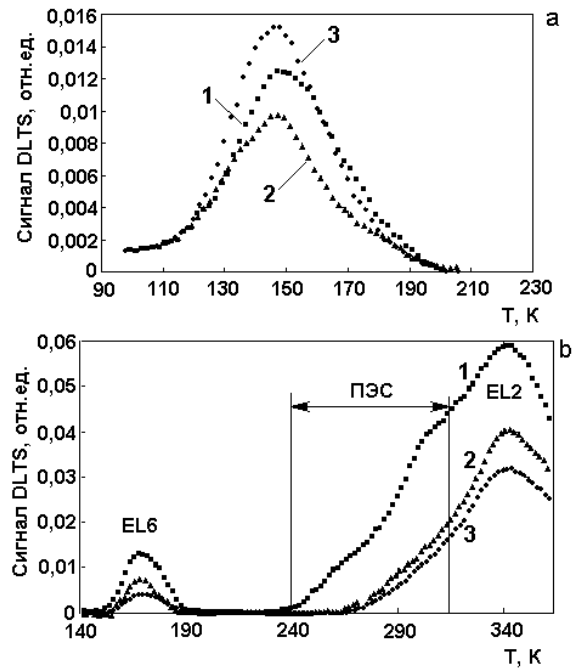


Рис. 4. Сигнал DLTS кристаллов Si (а) и GaAs (б): 1 — исходный; 2, 3 — после воздействия гамма-излучения дозой 10^4 Р и $5 \cdot 10^6$ Р соответственно. Режим измерения DLTS соответствует рис. 3

метром к которому является подпороговый ток, экспоненциально зависящий от ψ_s . Предложен метод определения спектра ПС по временной зависимости напряжения на затворе $V_G(t)$ в процессе релаксации заряда неравновесно заполненных ПС при поддержании постоянного подпорогового тока введением обратной связи. Метод позволяет исследовать спектр ПС в половине запрещенной зоны основных носителей при переключении МОПТ из обогащения в начало слабой инверсии (вблизи «середины зоны» $\psi_s \approx \psi_B$ при $V_G \approx V_{MG}$) и в половине запрещенной зоны неосновных носителей — при переключении МОПТ из сильной инверсии в «середины зоны». Кинетика изменения заряда ПС $Q_{ss}(t)$ при переключении МОПТ (для определенности p -канал) из обогащения в инверсию описывается следующим уравнением:

$$Q_{ss}(t) = q \int_{F_p}^{E(t)} N_{ss}(E) \exp[-(e_n + c_p)t] dE, \quad (1)$$

где e_n и c_p — коэффициенты эмиссии электронов с ПС и захвата на них дырок соответственно, F_p — квазиуровень неосновных носителей, $E(t)$ — уровень ПС, с которого происходит эмиссия в момент t . Спектр ПС определяется по измеряемой зависимости $V_G(t)$ следующим образом:

$$N_{ss}(t) = C_{ox}(qkT)^{-1} \exp(t/t_D) \times \times [(V_{G0} - V_G(t))/t_D - dV_G(t)/dt] \cdot t, \quad (2)$$

где $t_D = c_p^{-1}$ — момент достижения $E(t)$ демаркационного уровня E_D , отвечающего условию $e_n = c_p$. Значение t_D находится из наклона релаксационной кривой $V_G(t)$, построенной в координатах $\ln[C_{ox}(V_{G\infty} - V_G(t))/q] - t$. Временная шкала спектра ПС переводится в энергетическую по известному соотношению: $E(t) = E_i - kT \cdot \ln(v_{th} \sigma_n n_i t)$, где v_{th} — тепловая скорость электрона, n_i — собственная концентрация, σ_n — сечение захвата электрона. Предложена процедура определения σ_n по $V_G(t)$, измеренным при двух температурах.

Нижняя часть запрещенной зоны исследуется при переключении МОПТ из сильной инверсии в слабую. В этом случае перезарядка ПС происходит только за счет эмиссии дырок с ПС в валентную зону, а уравнение для спектра ПС сводится к виду:

$$N_{ss}(t) = -C_{ox}(qkT)^{-1} [dV_G(t)/dt] \cdot t. \quad (3)$$

Для исследования параметров ГУ в полупроводниках разработан автоматизированный прецизионный DLTS спектрометр [8]. В спек-

трометре реализован частотный автогенераторный метод измерения высокочастотной (ВЧ) емкости при малой амплитуде сигнала (~ 10 мВ). Автогенератор представляет собой LC-генератор, активным элементом которого, определяющим частоту генерации, является исследуемая структура. Измерение частоты автогенератора осуществляется частотомером путем подсчета числа импульсов за образцовый интервал времени. Относительное разрешение DLTS спектрометра $\Delta C/C_0 < 10^5$ в интервале измеряемых емкостей $1 \div 500$ пФ. Температурный диапазон измерений $77 \div 370$ К с точностью поддержания температуры в процессе измерения $\pm 0,1$ К. За один цикл нагрева образца при каждой фиксированной температуре проводится серия измерений в различных режимах, задаваемых перед началом работы.

2. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАРЯДОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МОП СТРУКТУР

Широко известен метод определения плотности ПС по токам накачки заряда (ТНЗ), обусловленным перезарядкой ПС и возникающим в цепи подложки МОПТ с обратными смещенными переходами истока и стока при подаче на затвор периодического импульсного напряжения [9]. В результате численного расчета ТНЗ для различных спектров ПС выявлены погрешности этого метода, связанные с тем, что при использовавшихся импульсах накачки с варьируемыми линейными фронтами процессы эмиссионной и рекомбинационной перезарядки ПС происходят одновременно, а не последовательно, как предполагается в теории метода. Выявленная проблема решена оптимизацией импульсов накачки [10]. Предложено использовать многоступенчатые импульсы, позволяющие разделить во времени процессы эмиссии и рекомбинации и *прямо* задавать времена $t_{em,e/p}$ эмиссионной перезарядки ПС в верхней и нижней половинах запрещенной зоны полупроводника. Спектр ПС определяется производной ТНЗ I_{CP} по варьируемым параметрам $t_{em,e/p}$:

$$N_{ss}(E_{em,e/p}) = -\frac{t_{em,e/p}}{qkA_G T f} \cdot \frac{\partial I_{CP}}{\partial t_{em,e/p}}, \quad (4)$$

где f — частота импульсов, A_G — площадь электрода затвора, а энергия связана со временем эмиссионной разрядки известным соотношением:

$$E(t) = E_i \mp kT \cdot \ln(v_{th} \sigma_{n/p} n_i t_{em,e/p}). \quad (5)$$

Сечения захвата $\sigma_{n/p}$ определяются по температурным зависимостям ТНЗ.

В результате двумерного численного расчета сток-затворных и сток-стоковых ВАХ МОПТ с учетом заряда в подзатворном окисле Q_{ot} и плотности ПС N_{SS} установлено, что наличие ПС приводит к появлению зависимости порогового напряжения V_T от напряжения на стоке V_D для МОПТ с длинным каналом и усилению этой зависимости для короткоканальных МОПТ [11]. Обнаруженная зависимость обусловлена двумерным эффектом разделения ПС на части, экранируемые стоком и затвором. Экранирование части заряда ПС стоком увеличивает заряд, индуцируемый в полупроводнике напряжением на затворе, что приводит к открытию канала при меньшем напряжении на затворе V_G . Влияние V_D на V_T вызывает смещение сток-затворных ВАХ вдоль оси V_G , препятствует достижению насыщения сток-стоковых ВАХ и проявляется тем сильнее, чем меньше длина канала МОПТ и выше плотность ПС у стока. Зависимость V_T от V_D определяется распределением ПС вблизи стока и при равномерном распределении близка к линейной. Для постоянной плотности ПС по ширине запрещенной зоны и равномерного распределения ПС по длине канала рассчитаны зависимости коэффициента $\gamma = (\partial V_T / \partial V_D)$ от N_{SS} и Q_{ot} .

Выявленные эффекты зависимости V_T от V_D и отсутствия насыщения I_D от V_D ограничивают область применимости известного метода [12] определения Q_{ot} и N_{SS} по подпороговым ВАХ, широко используемого для МОПТ с длинным каналом. Установлена возможность возникновения неконтролируемых ошибок в определении Q_{ot} (вплоть до ошибки в знаке заряда) без учета зависимости V_T от V_D , определяемой искомыми параметрами Q_{ot} и N_{SS} (рис. 5). Ошибки возрастают с уменьшением длины канала и повышением N_{SS} .

Предложена методика определения зарядовых характеристик границы раздела полупроводник—диэлектрик в МОПТ, учитывающая эффекты короткого канала и планарной неоднородности, из совместно измеренных подпороговых ВАХ МОПТ и токов накачки заряда [13], и приведены экспериментальные результаты по исследованию механизмов радиационного дефектообразования в МОПТ [14].

Подпороговая ВАХ p -канального транзистора с длинным каналом описывается выражением

$$I_D = I_0 \exp\left(-\beta \frac{V_G - V_G^*}{n}\right) \left(1 - \exp\left(\beta V_D \frac{m}{n}\right)\right), \quad (6)$$

где $I_0 = (Z/L)\mu_p \frac{n}{m} \beta^{-2} (n_i/N_D)^{1/2} C_D(\bar{Y}_s)$; Z и L — ширина и длина канала; μ_p — подвижность дырок в канале; N_D концентрация легирующей примеси в подложке; V_G^* — напряжение на затворе, соответствующее середине области слабой инверсии ($\bar{Y}_s = 1,5 \ln \lambda$); $Y_s = \beta \psi_s$ — безразмерный поверхностный электростатический потенциал; $\lambda = n_i/N_D$; $\beta = q/kT$;

$$C_D(\bar{Y}_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_Y}} \int_{\bar{Y}_s - 3\sigma_Y}^{\bar{Y}_s + 3\sigma_Y} \left(\frac{q^2 \epsilon_s N_D}{2kT(-Y_s - 1)}\right)^{1/2} \times \exp\left(-\frac{(Y_s - \bar{Y}_s)^2}{2\sigma_Y^2}\right) dY_s \quad (7)$$

— емкость обедненного слоя при среднем значении поверхностного потенциала \bar{Y}_s ; $n = \frac{C_{ox} + C_{sc}^* + C_{ss}}{C_{ox}}$; $m = \frac{C_{ox} + C_{sc}^*}{C_{ox}}$; $C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}}$ — емкость окисла; $C_{ss} = qN_{ss}$ — емкость поверхностных состояний;

$$C_{sc}^* = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2}L_D} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_Y}} \times \int_{1.5 \ln \lambda - 3\sigma_Y}^{1.5 \ln \lambda + 3\sigma_Y} \left| \frac{\exp(Y_s) - 1 - \lambda^2(\exp(-Y_s) - 1)}{(\exp(Y_s) - Y_s - 1 + \lambda^2(\exp(-Y_s) + Y_s - 1))^{1/2}} \right| \times \exp\left(-\frac{(Y_s - 1,5 \ln \lambda)^2}{2\sigma_Y^2}\right) dY_s \quad (8)$$

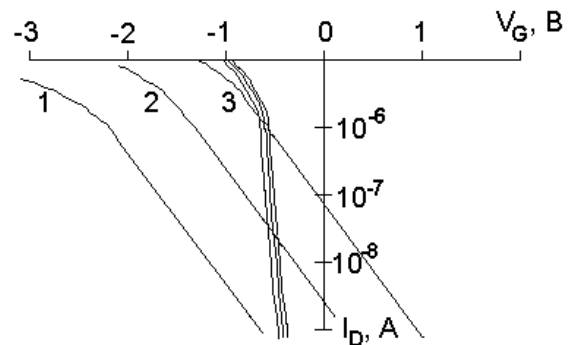


Рис. 5. Подпороговые ВАХ МОПТ с длиной канала $L=2$ мкм при напряжении стока $|V_D| = 0, 2; 1; 2$ В для кривых 1; 2; 3 соответственно. Эффективный заряд в окисле $Q_{ot} = 0$. Плотность ПС $N_{SS} = 0$ и $N_{SS} = 4 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$ эВ $^{-1}$ для двух семейств ВАХ. Различное поведение ВАХ иллюстрирует эффект влияния ПС на зависимость порогового напряжения от напряжения стока, приводящий к ошибке в определении Q_{ot} по методу [12]

полная емкость области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника при значении $\bar{Y}_s = 1,5 \ln \lambda$; $L_D = \sqrt{\epsilon_s kT / q^2 N_D}$ — длина экранирования в полупроводнике; ϵ_s и ϵ_{ox} — абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника и диэлектрика соответственно; d_{ox} — толщина подзатворного диэлектрика; σ_Y — стандартное отклонение безразмерного поверхностного потенциала.

Методика состоит в следующем. Для транзисторов с длинным каналом, когда имеется насыщение выходной характеристики, плотность ПС N_{ss} определяется методом накачки заряда. По тангенсу угла наклона сток-затворной ВАХ на подпороговом участке, построенной в координатах $\ln I_D - \beta V_G$, находится параметр n ($tg\alpha_G = -1/n$). По полученным значениям определяется емкость $C_{sc}^* = (n-1)C_{ox} - qN_{ss}$. По экспериментальному значению C_{sc}^* , используя выражение (8), определяется параметр σ_Y , а далее заряд окисла Q_{ol} и его среднеквадратичное отклонение σ_Q из выражений

$$Q_{ol} = -Q_{sc} - C_{ox}(V_T - \phi_{ms} - 2\beta^{-1} \ln \lambda) + 2qN_{ss}\beta^{-1} \ln \lambda; \quad (9)$$

$$\sigma_Q = \beta^{-1}\sigma_Y(C_{ox} + C_{sc}^* + C_{ss}), \quad (10)$$

где полный пространственный заряд полупроводника в середине области слабой инверсии рассчитывается по формуле:

$$Q_{sc}^* = \frac{\sqrt{2qN_D L_D}}{\sqrt{2\pi\sigma_Y}} \int_{1.5 \ln \lambda - 3\sigma_Y}^{1.5 \ln \lambda + 3\sigma_Y} ((\exp(Y_s) - Y_s - 1) + \lambda^2 (\exp(-Y_s) + Y_s - 1))^{1/2} \times \exp(-(Y_s - 1,5 \ln \lambda)^2 / (2\sigma_Y^2)) dY_s. \quad (11)$$

Для транзисторов с относительно малой длиной канала, когда появляется зависимость порогового напряжения от напряжения на стоке, может быть использована изложенная выше процедура для определения N_{ss} и σ_Q , а заряд в окисле определяется из выражения (9) при подстановке в него порогового напряжения V_{T0} , найденного из экспериментальной зависимости $V_T(V_D)$.

Методика была использована при исследовании воздействий на МОПТ ионизирующих излучений [14]. Исследовалось воздействие тормозного рентгеновского излучения ~20 кэВ, электронов с энергией ~20 кэВ и альфа-частиц (Po^{210}) с энергией ~5 МэВ на $n(p)$ -канальные тестовые МОПТ и комплементарные элементы (КМОП) серийных ИС. Установлено, что в ре-

зультате облучения возникает зависимость порогового напряжения от напряжения на стоке, отсутствующая на исходных МОПТ. Возникающая зависимость усиливается с накоплением дозы и линейна при равномерном облучении МОПТ с $V_D = 0$. Линейность нарушается при облучении транзистора со смещением на стоке или локальном облучении пристоековой области (низкоэнергетическими электронами в растровом микроскопе (РЭМ)), что согласуется с результатами двумерного моделирования МОПТ с неравномерным распределением ПС по длине канала.

Установлено, что ионизирующее излучение наряду с образованием радиационного заряда приводит и к росту неоднородности его распределения (параметр σ_Q). Генерация заряда сопровождается генерацией ПС (рис. 6). Расчет плотности ПС без учета планарной неоднород-

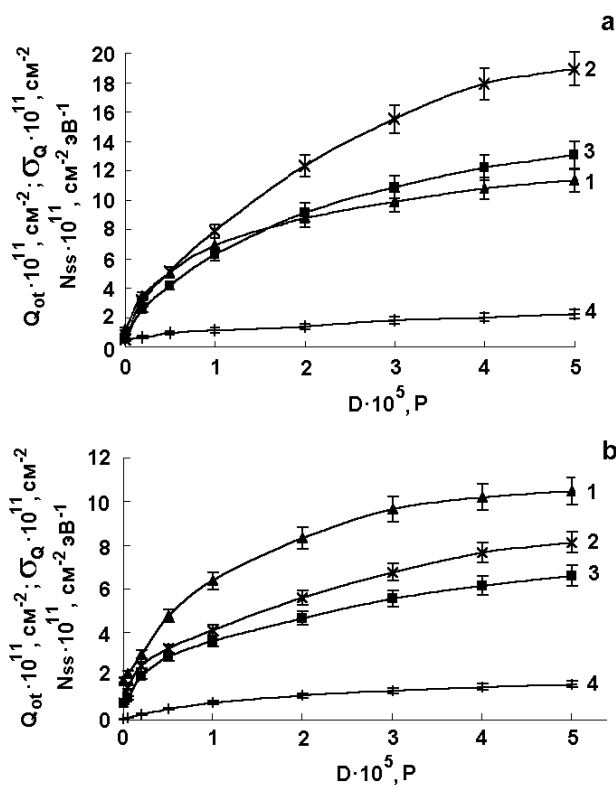


Рис. 6. Дозовые зависимости изменения заряда в окисле (1), плотности ПС (3) и флуктуационного параметра σ_Q (4) для n -канального (а) и p -канального (б) транзисторов. Кривая 2 — дозовая зависимость плотности ПС, рассчитанная из наклона сток-затворной подпороговой ВАХ без учета планарной неоднородности МОПТ. Длина канала $L = 3$ мкм, ширина канала $Z = 100$ мкм, толщина окисла $d_{ox} = 46$ нм. Концентрация легирующей примеси в подложке $N_B = 10^{15} cm^{-3}$. Энергия рентгеновских квантов $E_x = 25$ кэВ

ности поверхностных параметров дает завышенные значения.

Методами нестационарной спектроскопии и ТНЗ определен спектр ПС, имеющий широкий пик с максимумом вблизи $E_V + 0,75$ эВ, характерный для P_b -центров ($Si_3 \equiv Si^\cdot$). Методами подпороговых токов установлено коррелированное изменение интегральной плотности ПС и эффективного заряда в окисле как при рентгеновском облучении МОПТ, так и при последующей релаксации облученных приборов (рис. 7). Эффект наблюдался только в «сухих» окислах с малым содержанием водорода и высокой плотностью напряженных связей на границе раздела с полупроводником. Совокупность полученных результатов позволила предложить механизм *совместной* генерации и аннигиляции обнаруженных P_b -центров с известными E' -центрами ($O_3 \equiv Si^{i+}$) или кислородными дырочными центрами ($O_3 \equiv Si - O^+$), ответственными за Q_{ot} [15]. Коррелированное изменение N_{ss} и Q_{ot} нарушается при повышении содержания водорода в окисном слое. В МОПТ с «влажным» окислом после облучения наблюдались независимо протекающие долговремен-

ные процессы туннельной разрядки Q_{ot} и генерации ПС с участием водорода.

Для исследования зарядового состояния границы раздела Si-SiO₂ без формирования МОП структуры разработан метод, в котором поверхностный потенциал полупроводника варьируется изменением заряда на внешней поверхности окисла [16]. Величина заряда задается временем выдержки структуры в коронном разряде. Потенциал поверхности V_C определяется методом Кельвина по контактной разности потенциала с зондом, сканирующим поверхность полупроводниковой пластины, а изгиб зон в полупроводнике — по разности значений V_C , измеренных в темноте и с освещением в инфракрасной или видимой областях V_C^L , обеспечивающем полное распрямление зон на поверхности полупроводника: $\psi_s = V_C - V_C^L$. Эффективный заряд в диэлектрике и плотность ПС могут быть определены из соотношений:

$$Q_{ot} = -C_{ox}(V_{Cmg}^L - \varphi_{ms}) - Q_{scmg}, \quad (12)$$

$$N_{ss}(\psi_s) = \frac{C_{ox}}{q} \left(\left(\frac{\partial \psi}{\partial V_C} \right)^{-1} - 1 \right) - \frac{C_{sc}}{q}, \quad (13)$$

где V_{Cmg}^L и Q_{scmg} — потенциал поверхности полупроводника и заряд ОПЗ полупроводника при $\psi_s = \varphi_b$ (φ_b — объемный потенциал); φ_{ms} — разность работ выхода между металлическим зондом и полупроводниковой подложкой.

Сканирование зондом по поверхности полупроводниковой пластины дает возможность получить планарное распределение потенциала и оценить характер его флуктуаций, а также флуктуаций поверхностного заряда. В предположении о распределении заряда по нормальному закону могут быть рассчитаны параметры распределения Гаусса встроенного в диэлектрик заряда: среднее значение $\bar{Q}_{ox} = W^2 \sigma_Q^2 / q$ и среднеквадратическое отклонение

$$\sigma_Q = \sigma_\psi (C_{ox} + C_{sc} + C_{ss}), \quad (14)$$

где $W = (2\varepsilon_s \bar{\psi}_s / qN_B)$ — средняя толщина ОПЗ полупроводника.

Для реализации метода создан автоматизированный измеритель, представляющий собой бесконтактный сканирующий милливольтметр с зондом Кельвина и автоматическим поддержанием расстояния между вибрирующим зондом и анализируемой поверхностью. Продемонстрированы возможности метода при исследовании воздействия на систему Si-SiO₂ радиации и ИМП.

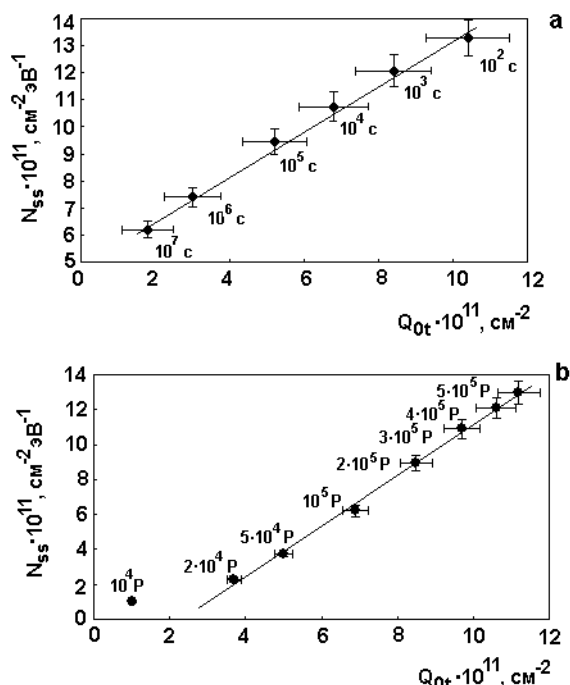


Рис. 7. Параметрические зависимости эффективного заряда в окисле и плотности ПС для n -канальных МОПТ. Параметр — промежуток времени с момента окончания облучения (а) и экспозиционная доза (б). Значения времен и экспозиционных доз указаны у экспериментальных точек

При малой плотности радиационно-индуцированных ПС и больших величинах положительного заряда в диэлектрике возможно образование на поверхности полупроводника *p*-типа инверсионного слоя. В результате наблюдается эффект бокового растекания тока по инвертированной поверхности полупроводника, который проявляется в увеличении неконтролируемых токов утечек в МОП элементах ИС и увеличении ВЧ емкости МОП структуры в области инверсии. Выявлены ограничения известного метода определения сопротивления внеэлектродного инверсионного слоя МОП структуры [17]. Показано, что форма кривой ВЧ дифференциальной проводимости МОП структуры с внеэлектродным каналом в области инверсии определяется соотношением величин сопротивления инверсионного слоя и площади электрода. Предложен метод определения сопротивления внеэлектродного инверсионного слоя по максимальному значению ВЧ дифференциальной проводимости в области инверсии расширяющий диапазон определения параметров по сравнению с известным методом расчета по реактивной составляющей [18].

Для исследования тестовых структур МОП структур разработан автоматизированный измерительный комплекс [14], который позволяет реализовать следующие виды измерений: DLTS методики (метод релаксации емкости, метод DLTS в режиме постоянной емкости, метод DLTS в режиме постоянного подпорогового тока МОПТ), методы вольт-фарядных характеристик (ВФХ) (ВЧ стационарных ВФХ, квазистатических ВФХ, нестационарных ВФХ), методы вольтамперных характеристик (стационарных ВАХ, динамических ВАХ, подпороговых ВАХ), метод токов накачки заряда в МОПТ. Комплекс имеет следующие характеристики: относительное разрешение при измерении емкости $\Delta C / C_0 < 10^{-5}$ в интервале измеряемых емкостей $1 \div 500$ пФ; измеряемый ток $10^{-12} \div 500^{-3}$ А; температурный диапазон измерений $77 \div 370$ К с точностью стабилизации $\pm 0,1$ К; программное задание импульсов напряжения различной формы; частота следования импульсов $10^{-3} \div 500^5$ с; длительность — $10^{-3} \div 10$ с; длительность фронта нарастания импульсов не более 10^{-7} с; диапазон прикладываемых к образцу напряжений от -20 до $+20$ В с дискретностью $0,02$ В.

3. ФОТОЭМИССИОННЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЛОЯХ МОП СТРУКТУР

Проведено численное моделирование фотоэмиссионных процессов в диэлектрике кремниевой МОП структуры с учетом двух эмитирующих границ и наличием захвата фотоэмиттированных носителей заряда, и предложена методика определения пространственного распределения радиационного заряда в диэлектрике МОП структуры [19]. Показано, что фотоэмиссионная ВАХ (ФЭВАХ) структуры *poly-Si-SiO₂(P)-Si* с глубокими ловушками и локализованным в диэлектрике радиационным зарядом (ЛЗ) имеет три характерных участка (рис. 8). Участкам плавного изменения тока соответствует положение энергетического минимума потенциала вблизи одной из границ диэлектрика. Ток при этом определяется в основном фотоэмиссией из противоположного электрода. Скачок тока ФЭВАХ обусловлен изменением направления поля в электронейтральной части диэлектрика и соответствующим перемещением энергетического минимума потенциала от одной эмитирующей границы к

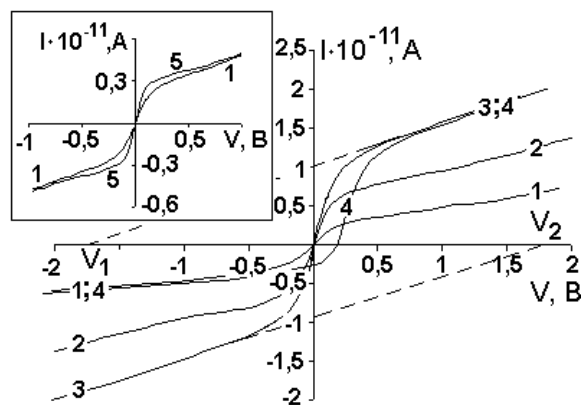


Рис. 8. Расчетные ФЭВАХ структуры *poly-Si-SiO₂-Si*. $\Phi_1 = \Phi_2 = 4$ эВ; $\sigma_n(E) = 1,6 \cdot 10^{-12} (1,0 + 10^{-4} E^{1,51})^{-1}$; распределения ЛЗ — распределения Гаусса с параметрами: $\sigma = 1,7$ нм, $a_1 = 3\sigma, a_2 = d_{ox} - 3\sigma$; симметричное распределение положительного заряда $P_{tmax} = 2,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($Q_{ot} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$), $P_{tmax} = 3,6 \cdot 10^{18}$ ($Q_{ot} = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$), $P_{tmax} = 4,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($Q_{ot} = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) (для кривых 1—3 соответственно); несимметричное распределение заряда: $P_{tmax1} = 2,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($Q_{ot} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$), $P_{tmax2} = 4,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($Q_{ot} = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) (кривая 4). Кривая 5 соответствует кривой 1 при отсутствии захвата носителей заряда

другой. (При моделировании предполагалось, что радиационно-индуцированный положительный заряд имеет распределение Гаусса, расположен вблизи границ диэлектрика и максимум распределения (P_{imax}) отстоит на величину 3σ от границы.) Вид ФЭВАХ отражает пространственное распределение объемного заряда в окисле.

Разработана методика определения профиля радиационного заряда в диэлектрике МОП структуры по токам внутренней фотоэмиссии, которая включает определение величины эффективного заряда у каждой из границ диэлектрика из наклона ФЭВАХ на участке плавного изменения тока, определение высоты потенциального барьера (ПБ) у соответствующей границы из экспериментальной спектральной характеристики, подбор параметров искомого распределения из сопоставления полученных значений с расчетными. Приведены экспериментальные результаты применения методики для исследования пространственного распределения индуцированного рентгеновским излучением заряда в структуре *poly-Si-SiO₂-Si*.

Представлен метод исследования пространственного распределения плотности $\rho(x)$ ЛЗ в диэлектрике МОП структуры по спектральным зависимостям фотоэмиссионного тока (ФЭТ), возбуждаемого ближним УФ излучением [20]. Аналитически показано, что при произвольном $\rho(x)$ положение экстремума ПБ определяется полевой зависимостью его высоты $\Delta\Phi : x_0 = -\partial(\Delta\Phi)/\partial E$, где $E = -V_G/d_{ox}$. Распределение плотности заряда может быть найдено на участке изменения x_0 : $\rho(x_0) = a[(\partial x_0/\partial E)^{-1} + bx_0^{-3}]$. Здесь a, b — константы с известными значениями. Из численного эксперимента, проведенно-

го для различных распределений $\rho(x)$, установлено, что метод практически применим лишь для отрицательного заряда в диэлектрике, когда полевая зависимость x_0 меняется в достаточно широких пределах ($\sim 1-10$ нм) (рис. 9). Метод заключается в определении высот ПБ из семейства спектральных зависимостей ФЭТ ($I \sim (h\nu - \Delta\Phi)^P$ (параметр p определяется материалом эмиттера)), измеренных при различных напряжениях на затворе V_G . Исключение интерференции УФ излучения в тонкопленочной МОП структуре и поддержание постоянства плотности потока УФ, поглощаемого в эмиттирующем электроде во всем спектральном интервале, обеспечивалось калибровкой источника УФ по сквозному току спутниковой МОП структуры с предварительно созданной импульсом высокого напряжения утечкой через диэлектрик.

Метод позволил выявить образование отрицательного заряда в подзатворных окислах вблизи границы с поликремниевым затвором при воздействии на МОП структуры больших потоков УФ (рис. 10).

Для проведения фотоэмиссионных исследований разработана автоматизированная измерительная установка [18]. Диапазон измеряемых токов составляет $10^{-13} \div 10^{-6}$ А при облучении УФ излучением 200 ÷ 400 нм. Диапазон напряжений смещения от -50 до $+50$ В с шагом 0,1 В.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ МОП СТРУКТУР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАДИАЦИОННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Представлена модель структуры *poly-Si-SiO₂(P)-Si* с двумя ловушечными уровнями,

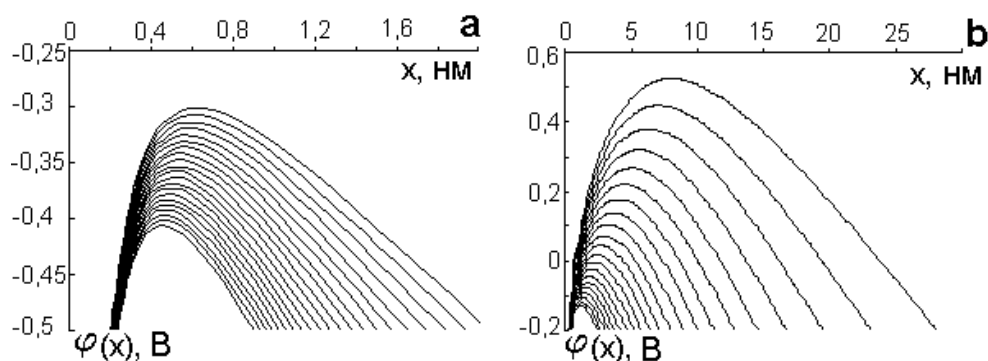


Рис. 9. Изменение вершины потенциального барьера на границе эмиттирующего электрода с диэлектриком МОП структуры от приложенного напряжения: *a* — положительный заряд в диэлектрике $\rho(x) = 10^{19} \exp[-x/(0,05d)]$; *b* — отрицательный $\rho(x) = -10^{19} \exp[-x/(0,05d)]$; ($V = 4 + n \cdot 0,5$ В; $n = 0, 1, 2, \dots$)

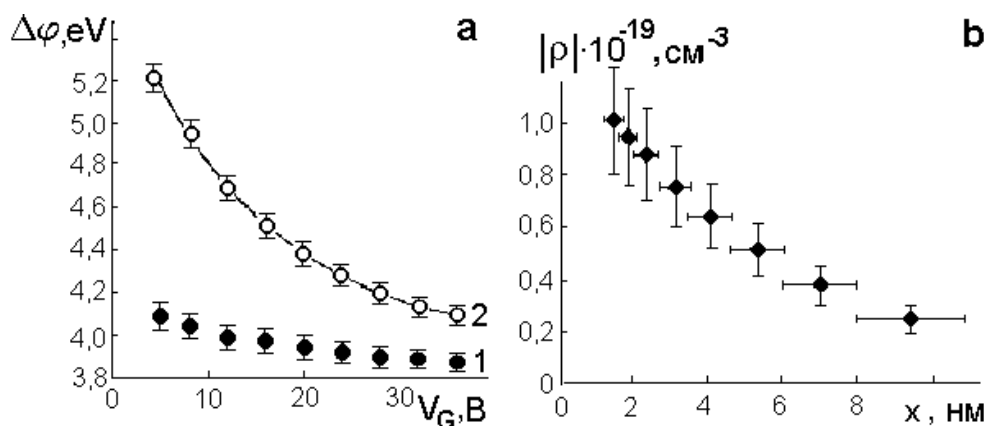


Рис. 10. Полевые зависимости высоты потенциального барьера для фотоэлектронной эмиссии из затвора МОП структуры (а) до (кривая 1) и после интенсивной (кривая 2) УФ обработки; б — найденное по экспериментальным спектральным зависимостям фотоэмиссионного тока распределение отрицательного заряда вблизи границы раздела SiO₂-Si в МОП структуре, сформированной с отжигом в водороде и последующим УФ облучением

учитывающими собственные и примесные дефекты в окисле, и проведен анализ кинетики накопления и релаксации радиационного заряда в диэлектрике [21—24]. Собственные дефекты стеклообразной SiO₂ (E'-центры) расположены вблизи границ раздела, где сосредоточено большое количество напряженных и разорванных связей. Такие дефекты образуются при захвате дырки на напряженных Si-O связях с разрушением кислородных тетраэдров сетки SiO₂. Термический отжиг заряда на таких дефектах происходит при температурах от 450 до 600 К. Примесные центры сформированы атомами фосфора, изоморфно замещающими атомы кремния в кислородных тетраэдрах. Эти центры локализованы в глубине окисного слоя, где упругие напряжения ниже, чем на границах раздела. Захват заряда на примесные центры происходит без разрушения кислородного тетраэдра. Этот центр является достаточно глубоким для обеспечения термостабильности захваченного на нем заряда. Кроме того, в модели учтены радиационно-индуцированные ПС на границе раздела Si-SiO₂, обусловленные P_b-центрами.

В процессе воздействия радиации на МОП структуру в окисле происходит генерация электронно-дырочных пар, разделение их внешним электрическим полем, уход высокоподвижных электронов из слоя SiO₂ и захват дырок, медленнодвигающихся как полярон, на ловушечные уровни. Облучение МОП структуры УФ излучением с энергией меньше ширины запрещенной зоны SiO₂ вызывает протекание надбарьер-

ного фотоэмиссионного тока. В кремниевых МОП структурах электронная компонента тока внутренней фотоэмиссии существенно (на два порядка) превышает дырочную. Инжекция фотоэлектронов приводит к нейтрализации положительно заряженных центров в объеме окисла. Релаксация радиационного заряда обусловлена туннелированием электронов из подложки и затвора и термоэмиссией захваченных дырок в валентную зону диэлектрика при повышенной температуре.

Модель структуры poly-Si-SiO₂(P)-Si при воздействии на нее ионизирующего излучения описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n \frac{\partial(n \cdot E)}{\partial x} + G(E) - R_n(E); \quad (15)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \mu_p \frac{\partial(p \cdot E)}{\partial x} + G(E) - R_p(E); \quad (16)$$

$$p(0, t) = p(d, t) = n(0, t) = p(d, t) = 0; \quad (17)$$

$$p(x, 0) = n(x, 0) = 0;$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} (P_t + p - n), \quad E(x, 0) = E_0 = V / d; \quad (18)$$

$$\frac{\partial P_{t1}}{\partial t} = R_{p1} - R_{n1}; \quad \frac{\partial P_{t2}}{\partial t} = R_{p2} - R_{n2}; \quad (19)$$

$$R_{n1} = n P_{t1} \sigma_n (\mu_n |E| + v_{th}); \quad (20)$$

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

$$R_{p1} = p(N_{t1} - P_{t1}) \cdot \sigma_p \left(\mu_p |E| + \frac{\mu_p}{\mu_n} v_{th} \right), \quad (21)$$

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

$$P_t(x, t) = P(0, t) \cdot \exp(-\alpha \cdot \exp(-\beta x) \cdot t); \quad (22)$$

$$P_t(E_t, t) = P_t(0, t) \cdot \exp(-AT^2 \cdot \exp(-E_t/kT) \cdot t); \quad (23)$$

$$G_{uv} = A_{uv} (h\nu - \Delta\Phi)^p \cdot \exp(-x_0/l); \quad (24)$$

$$J_{sk} = -qn\mu_n E - qkT\mu_n \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (25)$$

Здесь $D_{n,p}$, $\mu_{n,p}$, n , p — коэффициенты диффузии, подвижности и концентрации электронов и дырок; $\sigma_{n,p}$ — сечения захвата для электронов и дырок; G — темп генерации излучением электронно-дырочных пар; $R_{n1,2}$, $R_{p1,2}$ — скорости захвата электронов и дырок на ловушечные уровни; $N_{n1,2}$ и $P_{n1,2}$ — концентрации ловушечных уровней (центров дырочного захвата) и дырочного заряда, захваченного на ловушках; α и β — частотный и барьерный факторы соответственно; A — феноменологический параметр, зависящий от природы дырочного центра; E_t — энергия дырочного центра; A_{uv} — феноменологический параметр, определяемый интенсивностью падающего излучения; параметр l характеризует рассеяние электронов во встречном поле ПБ.

В эту систему входят уравнения непрерывности для свободных электронов (15) и дырок (16), уравнение Пуассона (18) и уравнения, описывающие кинетику накопления дырочного заряда на ловушечных уровнях (19). Уравнения непрерывности с выбранными граничными и начальными условиями (17) представляют собой краевую задачу, которая решается методом «прогонки». Разрядка положительного заряда за счет процессов туннелирования описывается уравнением (22), за счет термоэмиссии — (23). Уравнения (24–25) описывают радиационный токоперенос через диэлектрик.

В результате моделирования установлено, что на начальном этапе облучения захват дырок происходит практически равномерно по толщине окисла. С ростом поглощенной дозы в объеме диэлектрика формируется потенциальная яма для свободных электронов, создаваемая полем накапливаемого дырочного заряда. Это препятствует уходу электронов из окисла и приводит к аннигиляции ранее накопленного положительного заряда в глубине диэлектрика. Дырочный захват продолжается лишь на прилежащих к электродам участках. Накопление дырочного заряда приводит к повышению напряженности электрического поля в областях его локализации, что ведет к уменьшению сечения захвата

дырок и ограничивает дальнейший процесс накопления радиационного заряда. Такой характер изменения величины захваченного в диэлектрике заряда приводит к выходу его дозовой зависимости на насыщение.

Предложен метод прогнозирования изменения порогового напряжения МОП структур при малой мощности дозы ионизирующего излучения. Из экспериментальных зависимостей ΔV_T изотермической релаксации порогового напряжения при повышенной (вкладом туннельной разрядки можно пренебречь) и при низкой температурах (изменение ΔV_T происходит преимущественно за счет туннелирования) определяют параметры термической и туннельной разрядки. Из наилучшего совпадения экспериментальной дозовой зависимости изменения ΔV_T , полученной в реальном времени при большой мощности дозы, с расчетной определяют параметры модели. А затем рассчитывают дозовую зависимость $\Delta V_T(D)$ при необходимой мощности дозы.

Показана возможность использования локального воздействия пучком низкоэнергетичных (~10–30 кэВ) электронов для выявления участков МОПТ с повышенной радиационной чувствительностью, определяющих устойчивость схемы в целом [25]. Установлены новые радиационные эффекты в короткоканальных МОПТ и ИС: снижение напряжения «прокола» (смыкания ОПЗ истока и стока), появление токов утечек в глубине подзатворной области МОПТ и повышение тока потребления ИС, возникновение паразитного тиристорного эффекта в КМОП за счет накопления ПС в притоковых областях МОПТ [26].

С помощью локального облучения установлено, что радиационная деградация МОП ИС, изготовленных по технологии LOCOS, обусловлена повышением тока потребления за счет токов утечек по периферии канала МОПТ.

Установлено, что радиационная проводимость слоев двуокиси кремния (измеряемая при воздействии ионизирующего излучения низкой интенсивности) в МОП структуре чувствительна к их структурному состоянию, которое *не проявляется* в «темновых» электрофизических характеристиках, но определяет их радиационную чувствительность (рис. 11) [25]. Обнаружен эффект повышения радиационной проводимости слоев двуокиси кремния в результате радиационно-термических воздействий, корре-

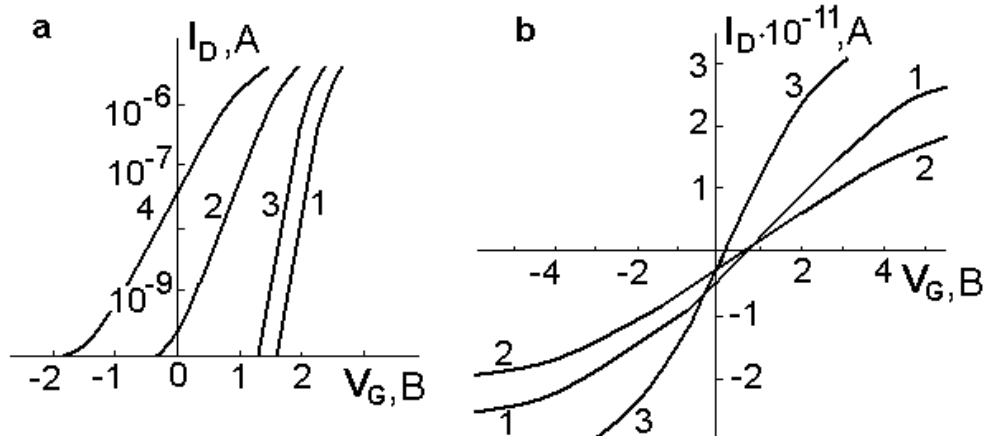


Рис. 11. Подпороговые сток-затворные ВАХ (а) и ВАХ радиационно-индуцированного тока через подзатворный окисел (b) *n*-канальных МОПТ: 1 — исходная; 2 — после облучения рентгеном 10^5 Р; 3 — после отжига 650 К, 1 час; 4 — после повторного облучения рентгеном 10^5 Р

лирующий с повышением радиационной чувствительности МОП структур. Он объясняется повышением структурной упорядоченности объема окисла с вытеснением напряженных Si-O связей («преддефектов») к границам раздела [27]. Такое изменение структурного состояния окисла может не приводить к изменению электрофизических характеристик, не позволяет оценить уровень радиационной стойкости прибора по исходным «темновым» характеристикам (например, ВФХ или подпороговым ВАХ) и определяет необходимость использования ионизирующих излучений (наиболее предпочтительно рентгеновское излучение ~ 10 кэВ) в качестве тестирующих воздействий.

Впервые обнаружен эффект anomalно высокой генерации поверхностных состояний на границе подзатворного окисла с подложкой в МОП структурах с поликремниевыми затворами при последовательном воздействии УФ и рентгеновского излучений (рис. 12) [28]. Эффект обусловлен наличием водорода, локализованного вблизи границы раздела *poly*-Si-SiO₂. Предварительное УФ облучение приводит к пространственному перераспределению водорода с повышением его концентрации у границы подзатворного диэлектрика с подложкой, что при последующем радиационном воздействии проявляется в резком повышении генерации поверхностных состояний с участием водорода.

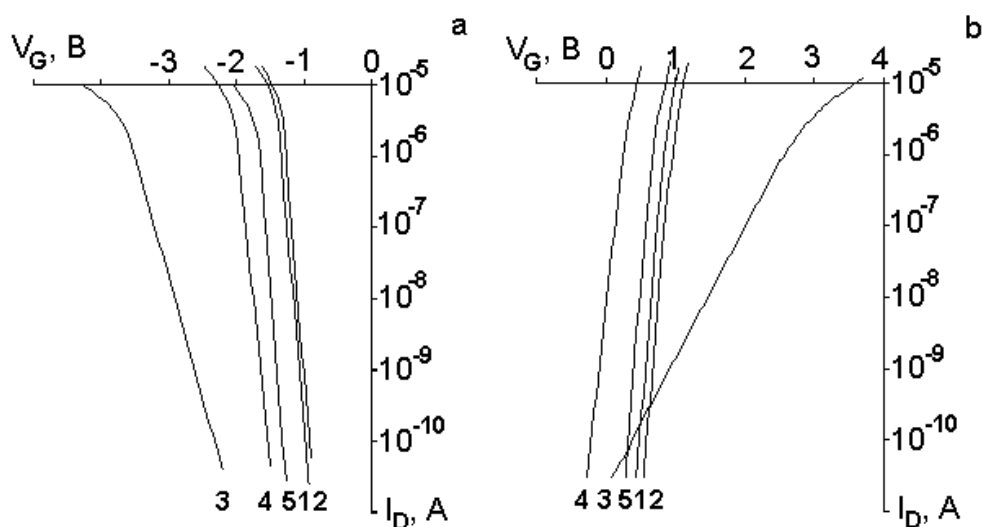


Рис. 12. Подпороговые ВАХ *p*-канальных (а) и *n*-канальных (b) МОПТ: 1 — исходные; 2 — после воздействия УФ излучения; 3 — после последовательного воздействия УФ и рентгеновского излучений ($5 \cdot 10^4$ Р); 4 — после рентгеновского облучения ($5 \cdot 10^4$ Р) без предварительного УФ воздействия; 5 — после финишного отжига (450° С, 15 мин.); $d_{ox} = 46$ нм, $L = 2,4$ мкм

Наличие водорода вблизи границы раздела *poly-Si-SiO₂* является латентным (скрытым) технологическим дефектом, снижающим радиационную стойкость и надежность характеристики МОП ИС. Для выявления этого дефекта может быть использовано радиационное тестирование МОП интегральных схем с последовательным воздействием УФ и рентгеновского излучений.

В процессе проведения исследований воздействия ионизирующих излучений на характеристики МОП структур установлена возможность модификации их свойств в позитивном направлении. Разработана технология прецизионной корректировки пороговых напряжений МОП ИС с поликремниевыми затворами с использованием рентгеновского и ближнего УФ (< 6 эВ) излучений [29]. Управление параметрами МОП ИС основано на возможности формирования стабильного радиационного заряда в подзатворном слое двуокиси кремния с примесью фосфора в результате воздействия рентгеновского излучения с энергией квантов ~20 кэВ. Положительный радиационный заряд в подзатворном окисле приводит к сдвигу пороговых напряжений в сторону отрицательных потенциалов. Последующее воздействие УФ излучения вызывает надбарьерную эмиссию электронов в подзатворный окисел из подложки и затвора. Захват фотоэлектронов на ловушки в окисле приводит к накоплению в нем отрицательного заряда и, соответственно, вызывает сдвиг V_T в сторону положительных потенциалов [30]. Последовательное воздействие рентгеновского и УФ излучений позволяет реализовать прецизионную подгонку пороговых напряжений до заданных значений. Последовательное циклическое и совместное воздействие радиации и повышенной температуры приводит к существенному увеличению термостабильной составляющей сдвига порогового напряжения.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ МОП СТРУКТУР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Представлены результаты исследования воздействий ИМП на элементарные полупроводники (Si, Ge), полупроводниковые соединения A^{III}B^V (GaAs, InP) и твердые растворы элементов III, IV и V групп таблицы Менделеева.

Проведено исследование воздействия ИМП на дефектную подсистему полупроводников. Установлена возможность технологического использования ИМП. Разработан способ низкотемпературного геттерирования в кремнии, основанный на последовательной обработке кристалла альфа-частицами и ИМП [34]. Облучение альфа-частицами обеспечивает создание вне рабочих областей кристалла стоков для точечных дефектов, образующихся при ИМП-индуцированном распаде исходных дефектных комплексов. Принципиальное преимущество представленного способа состоит в том, что он реализуется при $T < 520$ К и может быть использован на любом этапе формирования прибора, включая финишный.

Показана возможность использования импульсного магнитного поля в качестве тестирующего воздействия для обнаружения латентных технологических дефектов в кремниевых МОП структурах, основанная на их «проявлении» в результате воздействия ИМП [32]. Эффект «проявления» заключается в том, что локальные неоднородности, не проявляющие электрической активности в исходной структуре, могут быть переведены в электрически активное состояние воздействием ИМП.

Обнаружен эффект долговременного (сотни часов при комнатной температуре) немонотонного изменения топологии поверхности полупроводниковых кристаллов, включающий снижение планарности поверхности на первом этапе и ее последующее повышение до уровня, превышающего исходный (рис. 13) [33, 34]. Реконструкция поверхности кристаллов объясняется возникновением потоков подвижных точечных дефектов в результате распада исходных дефектных комплексов под воздействием ИМП [35, 36]. Изменение топологии поверхности полупроводников сопровождается немонотонным изменением ее сорбционной способности (рис. 14) [37].

На примере фосфида индия показана возможность использования обработки полупроводниковых материалов ИМП для увеличения скорости химических реакций, протекающих на их поверхности. Обнаружен эффект интенсификации процесса низкотемпературного ($T = 313$ К) химического окисления фосфида индия в результате воздействия ИМП [38, 39]. Эффект имеет немонотонный характер в зависимости от времени, прошедшего после ИМП

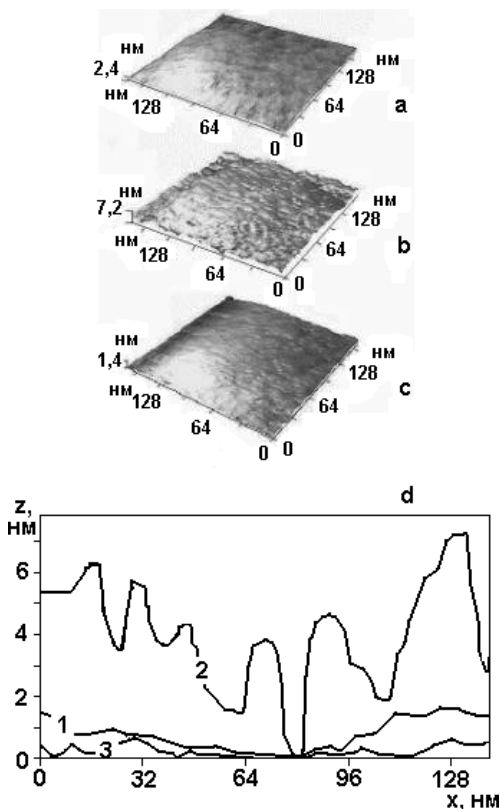


Рис. 13. СТМ-изображение и профиль поперечного сечения поверхности кристалла Cz-Si: а — до воздействия ИМП (параметр шероховатости R_z равен 1,34 нм); б и с — через 200 и 400 часов после обработки ИМП соответственно (R_z составляет 5,81 нм и 0,92 нм); д — профиль поперечного сечения (1 — до воздействия ИМП; 2 и 3 — через 200 и 400 часов после обработки ИМП соответственно)

обработки (рис. 15). Зависимость диэлектрической прочности оксидных пленок также является немонотонной и коррелирует с зависимостью, отражающей эффект интенсификации процесса окисления. Рентгенофазовым анализом установлено, что пленки контрольной и экспериментальной серий являются многофазными и имеют практически одинаковый фазовый состав. Основными фазами являются In_2O_3 (преимущественно гексагональной модификации) и P_2O_5 различных модификаций. Полученный результат свидетельствует об отсутствии влияния предварительной обработки подложек фосфида индия ИМП на фазовый состав оксидных пленок, сформированных на их поверхности. Эффект повышения скорости химического окисления фосфида индия в результате предварительной обработки кристалла ИМП может быть объяснен в рамках предложенного ранее механизма [36], ответственного за возникнове-

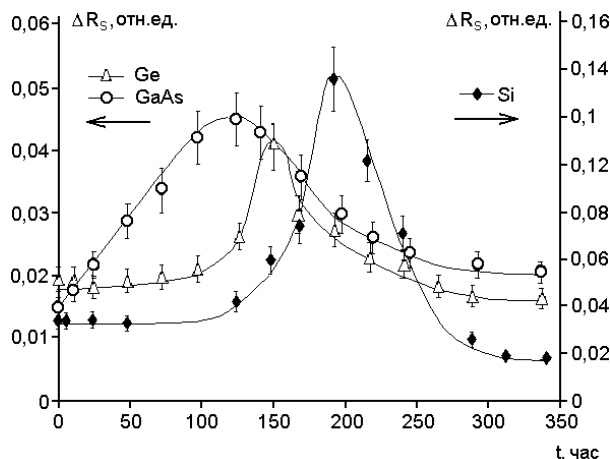


Рис. 14. Зависимости изменения коэффициента отражения ΔR_s микроволнового излучения (26—37 ГГц) кристаллами Si, Ge, GaAs от времени после воздействия ИМП

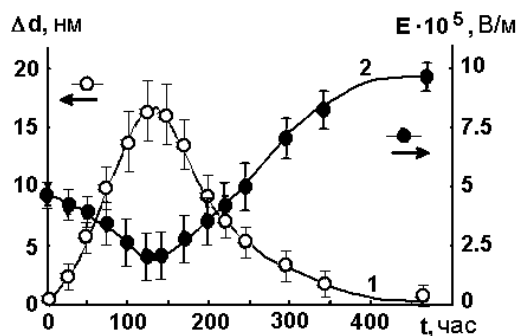


Рис. 15. Зависимости от времени после ИМП-обработки подложки: 1 — разности толщин Δd оксидных пленок экспериментальных и контрольных образцов; 2 — напряженности электрического поля E в пленке, при которой через поперечное сечение конденсатора протекает ток 10^{-6} А. Время окисления 25 мин

ние диффузионной неустойчивости в кристаллах полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$.

ВЫВОДЫ

1. Разработан метод нестационарной спектроскопии глубоких уровней в полупроводниках с использованием преобразования Лапласа, основанный на автогенераторном способе измерения высокочастотной емкости. Метод обеспечивает измерение релаксации емкости с относительным разрешением $\Delta C / C < 10^5$, в результате достигается разрешение по энергии $\sim 0,001$ эВ при соотношении шум/сигнал не более 3 % и позволяет не менее чем на порядок по сравнению с предельной прочностью кристалла снизить величину механического давле-

ния на кристалл, необходимую для определения типа симметрии дефекта по расщеплению сигнала DLTS.

2. Разработаны новые прецизионные методы исследования спектра ПС на границе раздела полупроводниковая подложка-подзатворный окисел непосредственно в тестовых транзисторах МОП ИС, основанные на нестационарной спектроскопии глубоких уровней и эффекте накачки заряда. Повышение чувствительности метода нестационарной спектроскопии ПС в режиме постоянного подпорогового тока МОПТ достигается собственным усилением в исследуемом транзисторе при регистрации нестационарной перезарядки ПС и позволяет исследовать спектр ПС в обеих половинах запрещенной зоны полупроводника. Метод накачки заряда в МОПТ основан на новом способе возбуждения токов накачки заряда с двухэтапным переключением исследуемого транзистора из инверсии в обогащение и обратно через состояние середины зоны, время пребывания в котором варьируется для задания границ интервала запрещенной зоны, рекомбинационная перезарядка ПС внутри него определяет ток накачки.

3. Разработан комплекс методов исследования дефектообразования в тестовых элементах МОП ИС на основных этапах их формирования. Предложенный вариант метода Кельвина с модуляцией поверхностного электростатического потенциала коронным разрядом предназначен для определения зарядовых характеристик границы раздела полупроводник—диэлектрик на ранних стадиях производства МОП ИС до формирования металлического контакта. Метод определения сопротивления внеэлектродного инверсионного слоя по ВЧ дифференциальной проводимости в области инверсии, расширяющий диапазон определения параметров по сравнению с известным методом расчета по реактивной составляющей адмиттанса, предназначен для контроля качества окисных слоев при измерении на конденсаторных структурах. Метод исследования радиационно-индуцированных изменений границы раздела полупроводник—диэлектрик в МОПТ с учетом эффектов короткого канала и планарной неоднородности предназначен для использования на финишном этапе формирования МОП ИС. Метод включает определение плотности ПС из измерений токов накачки заряда и расчет эффективного заряда в диэлектрике МОПТ и его флуктуаций из сов-

местно измеренных выходных и передаточных ВАХ МОПТ и экспериментальной зависимости порогового напряжения от напряжения на стокке.

4. Разработаны методы определения параметров пространственного распределения заряда в диэлектрике МОП структуры по токам внутренней фотоэмиссии. Метод определения профиля дырочного заряда, захваченного на ловушечные уровни в окисле облученной МОП структуры по полевым и спектральным характеристикам, включает определение высоты потенциального барьера из спектральной характеристики фотоэмиссионного тока, величины эффективного заряда у соответствующей границы МОП структуры из фотоэмиссионной ВАХ и сопоставление полученных значений с расчетными. Метод определения распределения заряда захваченных в окисле электронов основан на анализе семейства спектральных характеристик фотоэмиссионного тока, измеренных при различных затворных напряжениях.

5. Разработан метод прогнозирования изменения порогового напряжения МОПТ при малой мощности дозы ионизирующего излучения. Метод основан на анализе экспериментальной дозовой зависимости, измеренной в реальном времени при большой мощности дозы радиации, экспериментальных зависимостей изотермической релаксации порогового напряжения при различных температурах и решении системы уравнений, описывающих в рамках предложенной модели процессы накопления индуцированного ионизирующей радиацией заряда в подзатворном окисле МОПТ и последующей его релаксации за счет туннельной разрядки и термоэмиссии.

6. Предложен метод выявления латентных дефектов в подзатворном окисле кремниевых МОПТ, связанных с наличием упругих напряжений в объеме окисла, являющихся предшественниками центров дырочного захвата, которые не проявляются в исходных (до воздействия радиации) электрофизических измерениях, но определяют радиационную чувствительность изделий. Метод основан на эффекте повышения радиационной проводимости двуокиси кремния (измеренной при действии рентгеновского излучения низкой интенсивности) в результате радиационно-термических воздействий, коррелирующем с повышением радиационной чувствительности МОПТ.

7. Разработан способ выявления скрытых (латентных) электронейтральных технологических дефектов в кремниевых МОП ИС, основанный на переводе их в электрически активное состояние воздействием импульсных электромагнитных полей. Возможность выявления обусловлена ИМП-индуцированным распадом примесно-дефектных комплексов в кристалле кремния с последующим захватом образующихся точечных дефектов, способных к миграции в кристалле, обработанном ИМП, на локальных структурных неоднородностях, в том числе первоначально латентных.

8. Впервые методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней обнаружен эффект уменьшения концентрации электрически активных дефектов в кремнии и арсениде галлия в результате воздействия гамма-излучения. Он проявляется в изменении концентрации глубоких центров, соответствующих дефектам, и объясняется взаимодействием радиационно-индуцированных точечных дефектов с исходными дефектами в полупроводниковом кристалле. Обнаружен эффект необратимого изменения спектра глубоких уровней, соответствующих поверхностным электронным состояниям, в результате обработки кристалла арсенида галлия импульсным магнитным полем. Эффект заключается в изменении температурного положения пика ПЭС и может быть объяснен с позиций концепции решеточного магнетизма, индуцированного дефектами.

9. Впервые обнаружен эффект аномально высокой генерации поверхностных состояний на границе подзатворного окисла с подложкой в МОП ИС с поликремниевыми затворами при последовательном воздействии ультрафиолетового и рентгеновского излучений. Он обусловлен наличием водорода, локализованного вблизи границы раздела окисла с поликремнием, который проникает к границе раздела с подложкой в результате предварительного ультрафиолетового облучения и приводит к резкому повышению генерации ПС при последующем радиационном воздействии.

10. В процессе разработки методов исследования многослойных структур на основе полупроводников с использованием радиационных и электромагнитных воздействий установлена возможность модификации их свойств в позитивном направлении. Разработаны методы

рентгеновской корректировки пороговых напряжений МОП ИС с использованием рентгеновского (10—20 кэВ) и ближнего ультрафиолетового излучений, основанные на возможности формирования в легированном фосфором окисле кремния термостабильного радиационного заряда, эффективная величина которого определяется дозой облучения, и его уменьшению последующим воздействием ультрафиолетового излучения. Разработан метод низкотемпературного (< 520 К) геттерирования в кремнии, основанный на последовательной обработке кристалла альфа-частицами и ИМП. Облучение альфа-частицами обеспечивает создание вне рабочих областей кристалла стоков для точечных дефектов, образующихся при ИМП-индуцированном распаде исходных дефектных комплексов. Разработан метод увеличения скорости низкотемпературного химического окисления кристаллов фосфида индия, основанный на эффекте повышения химической активности поверхностных слоев полупроводников предварительной обработкой ИМП.

ЛИТЕРАТУРА

1. Meese J.M., Farmer J.W., Lamp C.D. // Phys. Rev. Lett. — 1983. — Vol. 51, № 14. — P. 1286—1289.
2. Dobaczewski L., Kaczor P., Hawkins I.D., Peaker A.R. // J. Applied Physics. — 1994. — Vol. 76, № 1. — P. 194—198.
3. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Ахкубеков А.Э. // Конденсированные среды и межфазные границы. — 2006. — Т. 8, № 2.
4. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Дронов М.А., Каданцев А.В., Котов Г.И. // Конденсированные среды и межфазные границы. — 2005. — Т. 7, № 4. — С. 370—372.
5. Belyavsky V.I., Levin M.N. // Phys. Rev. B. — 2004. — Vol. 70. — P. 101 (8).
6. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Гитлин В.Р., Каданцев А.В., Котов Г.И. // Электроника и информатика—2005. — М., 2005. — С. 31—32.
7. Левин М.Н., Бормонтов Е.Н., Гитлин В.Р., Татаринцев А.В. // ЖТФ. — 1999. — Вып. 8. — С. 60—64.
8. Каданцев А.В., Котов Г.И., Левин М.Н., Татаринцев А.В., Шлык Ю.К. // ПТЭ. — 2004. — № 6. — С. 138—139.
9. Groeseneken G., Maes H.E., Beltran N., DeKeermaecker R.F. // IEEE Trans. Electron Devices. — 1984. — Vol. ED-31, № 1. — P. 42—53.
10. Левин М.Н., Литманович В.И., Татаринцев А.В., Чернышев В.Е. // ФТП. — 1993. — Т. 27, № 1. — С. 3—11.

11. Левин М.Н., Кадменский А.Г., Кадменский С.Г., Литманович В.И., Татаринцев А.В., Чернышев В.Е. // Автометрия. — 1992. — № 2. — С. 7—12.
12. McWhorter P.J., Winokur P.S. // Appl. Phys. Lett. — 1986. — Vol. 486, № 2. — P. 133—135.
13. Татаринцев А.В., Левин М.Н., Макаренко В.А. // Известия высших учебных заведений. Электроника. — 2004. — № 5. — С. 46—53.
14. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Лукьянович П.А., Каданцев А.В., Гитлин В.Р. // Конденсированные среды и межфазные границы. — 2005. — Т. 7, № 4. — С. 355—369.
15. Левин М.Н., Кадменский С.Г., Литманович В.И., Татаринцев А.В. // Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра. — Алма-Ата; Ленинград: Наука, 1992. — С. 356—357.
16. Крячко В.В., Левин М.Н., Татаринцев А.В., Бормонтов Е.Н. // ЖТФ. — 2004. — Т. 74, вып. 10. — С. 128—133.
17. Nicollian E. H., Goetzberger A. // IEEE J. Trans. Electron Devices. — 1965. — Vol. 12, № 7. — P. 108—117.
18. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Каданцев А.В., Гитлин В.Р. // Вестник Воронежского государственного университета. Серия: Физика, математика. — 2005. — № 2. — С. 24—29.
19. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Макаренко В.А., Каданцев А.В., Гитлин В.Р. // Вестник Воронежского государственного университета. Серия: Физика, математика. — 2005. — № 2. — С. 30—37.
20. Левин М.Н., Бормонтов Е.Н., Волков О.В., Остроухов С.С., Татаринцев А.В. // ЖТФ. — 2001. — Т. 71, вып. 3. — С. 46—51.
21. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Иванков Ю.В. // Конденсированные среды и межфазные границы. — 2002. — Т. 4, № 3. — С. 195—202.
22. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Макаренко В.А., Гитлин В.Р. // Микроэлектроника. — 2006. — № 5. — С. 382—391.
23. Гитлин В.Р., Татаринцев А.В., Макаренко В.А., Левин М.Н. // Вестник Воронежского государственного университета. Серия: Физика, математика. — 2004. — № 2. — С. 16—24.
24. Гитлин В.Р., Татаринцев А.В., Макаренко В.А., Меньшикова Т.Г. // Вестник Воронежского государственного университета. Серия: Физика, математика. — 2003. — № 1. — С. 71—77.
25. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Гитлин В.Р. // Вестник Воронежского государственного университета. Серия: Физика, математика. — 2003. — № 2. — С. 47—53.
26. Левин М.Н., Кадменский С.Г., Литманович В.И., Татаринцев А.В., Чернышев В.Е. // Микроэлектроника. — 1992. — Т. 21, № 2. — С. 34—41.
27. Ma T.P., Dressendorfer P.V. Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits / T. P. Ma, P. V. Dressendorfer. — New York: J. Wiley, 1989. — 670 p.
28. Левин М.Н., Бормонтов Е.Н., Волков О.В., Остроухов С.С., Татаринцев А.В. // Микроэлектроника. — 2001. — Т. 30, № 1. — С. 12—16.
29. Левин М.Н., Гитлин В.Р., Татаринцев А.В., Остроухов С.С., Кадменский С.Г. // Микроэлектроника. — 2002. — Т. 31, № 6. — С. 408—413.
30. 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.
31. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Гитлин В.Р., Косцова О.А., Долгополова Э.А. // Конденсированные среды и межфазные границы. — 2004. — Т. 6, № 3. — С. 260—263.
32. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Гитлин В.Р., Прасолов В.Н., Косцова О.А. // Известия высших учебных заведений. Электроника. — 2004. — № 2. — С. 29—34.
33. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Битюцкая Л.А., Селезнев Г.Д. // Конденсированные среды и межфазные границы. — 2003. — Т. 5, № 2. — С. 213—215.
34. Татаринцев А.В., Дронов М.А., Гитлин В.Р., Левин М.Н. // Радиолокация, навигация, связь. Материалы XI Междунар. научно-тех. конф. — Воронеж: ВГУ, 2005. — Т. 1. — С. 556—569.
35. Левин М.Н., Зон Б.А. // ЖЭТФ. — 1997. — Т. 111, № 3. — С. 1—26.
36. Левин М.Н., Семенова Г.В., Сушкова Т.П. // ДАН. — 2003. — Т. 388, вып. 5. — С. 608—610.
37. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Косцова О.А., Косцов А.М. // ЖТФ. — 2003. — Т. 73, вып. 10. — С. 85—87.
38. Левин М.Н., Семенова Г.В., Татаринцев А.В., Шумская О.Н. // Письма в ЖТФ. — 2005. — Т. 31, вып. 17. — С. 89—94.
39. Семенова Г.В., Шумская О.Н., Татаринцев А.В., Долгополова Э.А., Дронов М.А., Левин М.Н. // Конденсированные среды и межфазные границы. — 2005. — Т. 7, № 2. — С. 150—153.