

Флуктуационный анализ микрорельефа поверхности структур кремний-на-изоляторе после радиационного воздействия *

© А.С. Пузанов^{1,2}, И.Ю. Забавичев^{1,2}, Н.Д. Абросимова¹, В.В. Бибикова^{1,2}, Е.В. Волкова², А.Д. Недошивина², А.А. Потехин^{1,2}, Е.А. Тарасова², С.В. Хазанова², Б.А. Логинов³, Д.Ю. Блинные⁴, В.С. Второва⁴, В.В. Кириллова⁴, Е.А. Ляшко⁴, В.С. Макеев⁴, А.Р. Первых⁴, С.В. Оболенский^{2,1}

¹ Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607188 Саров, Нижегородская обл., Россия

² Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

³ Национальный исследовательский университет „Московский институт электронной техники“, 124498 Зеленоград, Москва, Россия

⁴ Образовательный центр „Сириус“, 354349 Сочи, Россия

E-mail: puzanov@rf.unn.ru

Поступила в Редакцию 20 января 2025 г.

В окончательной редакции 21 января 2025 г.

Принята к публикации 21 января 2025 г.

При помощи метода двумерного флуктуационного анализа проведена обработка изображений поверхности структур кремний-на-изоляторе. Установлено, что параметр Херста необлученной поверхности составляет $H_0 = 0.93$, облученной γ -квантами $H_\gamma = 0.71–0.87$, облученной нейтронами $H_n = 0.91–0.94$, что указывает на нестепенные корреляции функции высоты и процессы типа случайного блуждания для всех исследованных образцов. Рассмотрено влияние радиации на изменение среднеквадратичного отклонения и корреляционной длины микрошероховатости поверхности образцов на микроуровне и деградации подвижности носителей заряда на макроуровне.

Ключевые слова: кремний-на-изоляторе, микрошероховатость, подвижность носителей заряда, флуктуационный анализ, фрактальная размерность.

DOI: 10.61011/FTP.2024.12.59827.7548

1. Введение

Микрошероховатость поверхности и границ раздела слоев является важным технологическим параметром, характеризующим качество и электрофизические характеристики полупроводниковых структур. Влияние поверхности на подвижность носителей заряда на примере германия впервые обсуждалось в работе [1] и обобщено в работе [2]. Показана важность данного эффекта для потенциальных ям с характерными толщинами порядка длины свободного пробега носителей заряда и менее. При уменьшении толщины потенциальной ямы до масштабов длины волны электронов или дырок начинает проявляться эффект квантования. При этом изменение профиля потенциальной ямы в различных сечениях вдоль канала транзистора из-за флуктуаций ее толщины приводит к возникновению дополнительного механизма рассеяния носителей заряда, что также приводит к снижению их подвижности, как было установлено в работе [3]. Аналогичное снижение подвижности может быть достигнуто расщеплением уровней в слабом [4] и сильном [5] магнитном поле.

* XXVIII Международный симпозиум „Нанофизика и нанoeлектроника“, Нижний Новгород, 11–15 марта 2024 г.

Развитие технологии изготовления полевых транзисторов на базе структур металл–оксид–полупроводник, с одной стороны, актуализировало исследования влияния микрошероховатости границ раздела на электрофизические характеристики полупроводниковых приборов, а с другой — облегчило получение качественных образцов, что привело к появлению серии проблемно-ориентированных работ [6–14] применительно к структурам на объемном кремнии.

Аналогично появление полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов [15] и семейства технологий кремний-на-изоляторе [16] актуализировало анализ влияния микрошероховатости на поведение квантово-размерных [17] и тонкопленочных [18] полупроводниковых элементов. В настоящее время расчет переноса носителей заряда в транзисторных структурах с учетом микрошероховатости в основном проводится „из первых принципов“ численными методами [19]. Важным вопросом при этом является не только численное значение среднеквадратичного отклонения Δ и корреляционной длины Λ микрошероховатости, но и сам вид ее автокорреляционной функции [20]. Действительно, согласно теоретической модели, изложенной, например, в монографии [21], темп переходов носителей заряда $S(p, p')$ из состояния с импульсом p в состояние с

импульсом p' при рассеянии на микрошероховатости описывается выражением

$$S(p, p') = \frac{2\pi}{\hbar} (qE_{\text{эф}})^2 |S(\beta)|^2 \delta(E' - E), \quad (1)$$

где \hbar — постоянная Планка, q — заряд электрона, $E_{\text{эф}}$ — продольная границе напряженность электрического поля, $S(\beta)$ — спектральная плотность мощности как функция пространственной частоты β , которая связана с автокорреляционной функцией через преобразование Фурье. Это приводит к теоретической зависимости подвижности μ от среднеквадратичного отклонения и корреляционной длины микрошероховатости вида

$$\mu \sim \frac{1}{\Delta^2 \Lambda^2}. \quad (2)$$

Важным фактором, влияющим на профиль потенциальной ямы, формирующей канал полевого транзистора, является связанный заряд на поверхности или границе раздела слоев. В работе [22] на основе теоретических представлений и обобщения экспериментальных данных предложена простая аналитическая формула, связывающая подвижность носителей заряда в слое кремния (μ , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$) с концентрациями связанного заряда (Q_f , см^{-2}) и примесных атомов (N_A , см^{-3})

$$\mu = \frac{\mu_0(N_A)}{1 + f(N_A)Q_f},$$

$$\mu_0(N_A) = 3490 - 164 \cdot \log N_A,$$

$$f(N_A) = -0.104 + 0.0193 \cdot \log N_A. \quad (3)$$

В работе [23] формула (3) была обобщена на случай радиационного воздействия. В рамках предложенной модели концентрация связанного заряда определяется поглощенной дозой ионизирующего излучения.

В работе [24] теоретически исследована фрактальная размерность кластеров радиационных дефектов в каналах GaAs полевых транзисторов Шоттки после воздействия потока мгновенных нейтронов спектра деления. Развитие неразрушающих методов исследования поверхности, прежде всего атомно-силовой микроскопии, позволило экспериментально находить численные значения среднеквадратичного отклонения и корреляционной длины микрошероховатости исследуемых образцов [25]. Появление фрактальной геометрии [26] поставило вопрос о фрактальной размерности среднеквадратичного отклонения и корреляционной длины микрошероховатости [27], а также недостаточности их точечных оценок для расчетов подвижности носителей заряда. Применение флуктуационного анализа [28] к задаче анализа корреляционных свойств поверхности [29,30] открывает новые возможности поиска локальных нарушений, внесенных радиационным воздействием [31–33] на фоне естественной микрошероховатости поверхности до облучения. Отметим, что важным преимуществом флуктуационного анализа по сравнению с альтернативными

подходами статистического анализа поверхности как случайного процесса является возможность описания и классификации структурной сложности поверхности с учетом пространственного масштаба, так как размеры радиационных нарушений поверхности варьируются от долей (отдельные точечные дефекты при γ -облучении) до десятка нанометров (кластеры радиационных дефектов при облучении потоком мгновенных нейтронов спектра деления).

2. Объекты и методы экспериментальных исследований

В данной работе проведен флуктуационный анализ корреляционных свойств поверхности структур кремний-на-изоляторе до и после воздействия импульсного γ - и γ -нейтронного излучения, а также их влияние на деградацию подвижности носителей заряда в слое кремния после радиационного воздействия. Корреляционные свойства поверхности определялись из анализа изображений, полученных с помощью атомно-силового микроскопа [34] с разрешением 3.2 нм.

Приборный слой кремния и скрытый диэлектрик исследованных структур кремний-на-изоляторе имели одинаковую толщину 200 нм, подложка и приборный слой имели p -тип проводимости и кристаллографическую ориентацию $\langle 100 \rangle$. Подвижность дырок определялась из вольт-амперных характеристик, полученных методом псевдо-МДП транзистора с помощью системы измерения электрофизических параметров со ртутным зондом [35], и составила $\mu_0 = 250 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ до облучения, $\mu_\gamma = 34\text{--}60 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ после γ -облучения и $\mu_n = 30\text{--}90 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ после нейтронного облучения.

Как отмечается в работе [33], облучение образцов приводит к значительному развитию микрошероховатости поверхности структур кремний-на-изоляторе. При нейтронном облучении образуются более крупномасштабные структуры, чем при воздействии γ -излучения, что обусловлено большей начальной энергией первичных атомов отдачи. Однако число первичных атомов отдачи выше при γ -облучении, что приводит к локально „изрытой“ поверхности. Заметим, что степень „изрезанности“ стационарного случайного процесса определяется параметром Херста H ($0 < H < 1$) [36], а нестационарного — показателем масштаба флуктуационной функции α . Для стационарного случайного процесса показатель масштаба флуктуационной функции и параметр Херста совпадают ($H \equiv \alpha$), для нестационарного различаются на единицу ($H \equiv \alpha - 1$). При малых значениях параметра Херста случайный процесс имеет большую изрезанность, при больших значениях — изрезанность носит более плавный характер, что обусловлено свойством персистентности (сохранения имеющейся тенденции) при $H > 0.5$ и антиперсистентности при $H < 0.5$. Кроме того, параметр Херста связан с вышеупомянутой фрактальной размерностью радиационных нарушений D как $H \equiv D - 2$. Таким образом, интерес представляет

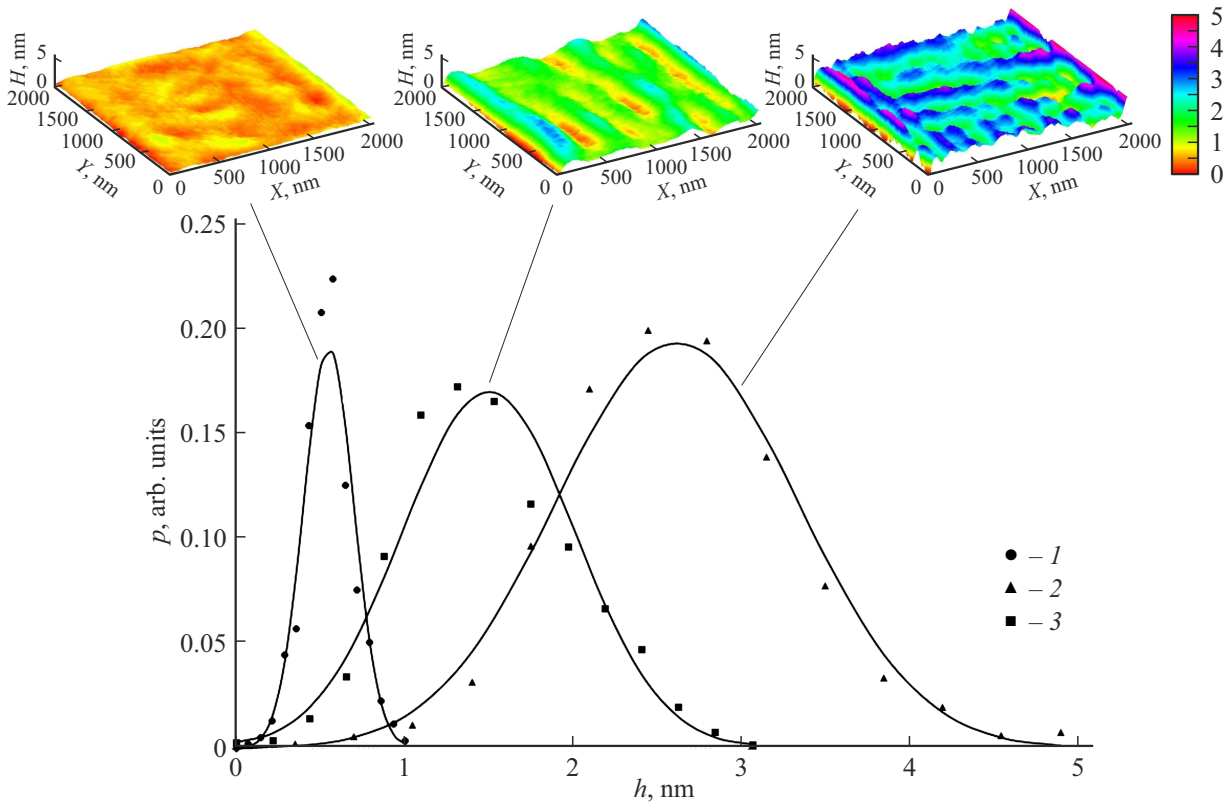


Рис. 1. Функции распределения высот поверхности образцов: 1 — до облучения, 2 — после γ -облучения, 3 — после нейтронного облучения; сплошные кривые — аппроксимирующее нормальное распределение. На вставке приведен микрорельеф образцов (слева направо): до облучения, после нейтронного облучения, после γ -облучения.

количественный анализ изменений микрощероховатости поверхности образцов структур кремний-на-изоляторе после радиационного воздействия с учетом параметра Херста и обобщающего его показателя масштаба флуктуационной функции.

3. Методика расчетов

Существуют вариации метода флуктуационного анализа для двумерного случая, поэтому целесообразно рассмотреть методику расчетов детально.

На первом этапе расчетов вычислялась кумулятивная поверхность вида

$$Y_{i,j} = \sum_{n=1}^i \sum_{m=1}^j h_{n,m}, \tag{4}$$

где h — матрица высот размером $N \times M$.

На втором этапе кумулятивная поверхность разбивалась на непересекающиеся квадратные сегменты размером $s \times s$, после чего к каждому сегменту применялась процедура вычитания функции тренда, минимизирующая функцию остатка каждого сегмента:

$$\varepsilon_{u,w,i,j} = Y_{u,w,i,j} - \tilde{Y}_{u,w,i,j}, \tag{5}$$

где $Y_{u,w}$ — сегмент кумулятивной функции, $\tilde{Y}_{u,w,i,j}$ — его функция тренда.

Таблица 1. Точечные оценки средних значений и среднеквадратических отклонений высоты поверхности образцов

Параметр	Образец		
	До облучения	После γ -облучения	После нейтронного облучения
Среднее значение, нм	0.547	2.612	1.496
Среднеквадратическое отклонение, нм	0.148	0.711	0.508

Можно показать, что независимо от вида функции тренда должно выполняться условие

$$\langle \varepsilon_{u,w} \rangle = 0. \tag{6}$$

На третьем этапе вычислялись среднеквадратичные отклонения функции остатка для каждого сегмента в зависимости от его размера:

$$F_{u,w}(s) = \sqrt{\langle \varepsilon_{u,w}^2 \rangle}. \tag{7}$$

Флуктуационная функция находится как среднее от среднеквадратичных отклонений функций остатков всех

Таблица 2. Значения показателя масштаба флуктуационной функции микрошероховатости поверхности образцов. В скобках указан квадрат коэффициента корреляции Пирсона

Метод расчета	Образец		
	До облучения	После γ -облучения	После нейтронного облучения
Метод Херста*	0.926 ($R^2 = 0.995$)	0.870 ($R^2 = 0.990$)	0.944 ($R^2 = 0.995$)
Флуктуационный метод на плоскости с компенсацией по осям OX и OY	1.910 ($R^2 = 0.993$)	1.740 ($R^2 = 0.983$)	1.896 ($R^2 = 0.993$)
Флуктуационный метод на плоскости с компенсацией по оси OX	1.161 ($R^2 = 0.997$)	1.051 ($R^2 = 0.995$)	1.384 ($R^2 = 0.995$)
Флуктуационный метод на плоскости с компенсацией по оси OY	0.950 ($R^2 = 0.996$)	0.890 ($R^2 = 0.994$)	0.947 ($R^2 = 0.995$)
Флуктуационный метод компенсации тренда построчный	1.892 ($R^2 = 0.995$)	1.963 ($R^2 = 0.996$)	1.551 ($R^2 = 0.995$)
Флуктуационный метод компенсации тренда постолбцовый	1.926 ($R^2 = 0.992$)	1.705 ($R^2 = 0.977$)	1.911 ($R^2 = 0.993$)

Примечание. * Для нестационарного случайного процесса значение показателя масштаба в методе Херста на единицу меньше, чем для построчного и постолбцового флуктуационных методов.

сегментов кумулятивной поверхности:

$$F(s) = \langle F_{i,w}(s) \rangle \propto s^\alpha. \quad (8)$$

Простейшей функцией тренда является горизонтальная плоскость, высота которой есть среднее сегмента кумулятивной функции, что является обобщением метода Херста на двумерный случай для стационарного случайного процесса. Для двумерного нестационарного случайного процесса плоскость тренда наклоняется по обеим координатам [37], что приводит к несоответствию показателя масштаба известной шкалы для одномерного случая. Для решения данной проблемы в работах [29,30] предложен метод построчной или постолбцовой компенсации тренда, сохраняющий шкалу показателя масштаба. Недостатком указанного подхода является игнорирование корреляции высот между столбцами при построчной компенсации или корреляции высот между строками при постолбцовой компенсации тренда.

4. Результаты и обсуждение

На подготовительном этапе расчетов был проведен анализ функций распределения высот поверхности образцов (рис. 1), на врезке приведены микрорельеф образцов до облучения, после нейтронного облучения и после γ -облучения. Рассматриваемые области являются типовыми для пластины в целом. Видно, что экспериментальные результаты хорошо описываются нормальным распределением, параметры которого приведены в табл. 1. Несмотря на то что флуктуационный анализ может применяться для анализа случайных процессов с произвольной статистикой, применение моделей, связывающих подвижность носителей заряда со спектральной

плотностью мощности или автокорреляционной функцией микрошероховатости, неявно требует близкого к гауссовому случайного процесса, так как полностью описывается его вторым статистическим моментом и игнорирует статистические моменты высших порядков.

Результаты расчетов флуктуационной функции для образцов структур кремний-на-изоляторе [33] представлены на рис. 2, значения показателя масштаба для различных вариантов процедуры вычитания среднего значения сегментов кумулятивной поверхности приведены в табл. 2. Для всех исследованных образцов незави-

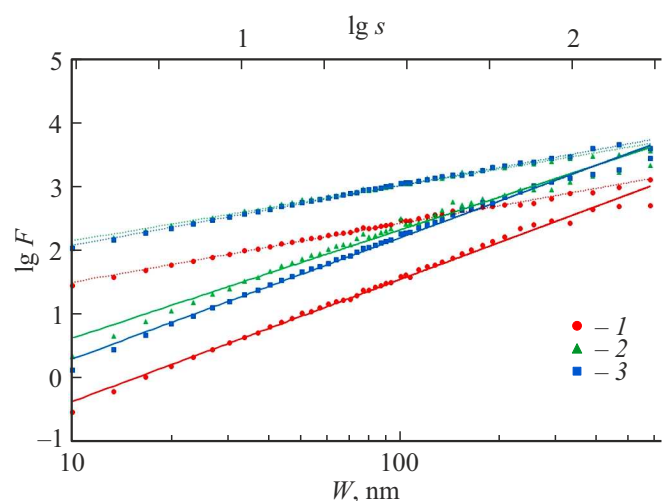


Рис. 2. Флуктуационная функция микрошероховатости поверхности образцов в зависимости от размера сегмента: точечная линия — метод Херста; сплошная линия — построчный флуктуационный метод компенсации тренда; 1 — до облучения, 2 — после γ -облучения, 3 — после нейтронного облучения.

Таблица 3. Значения показателя масштаба среднеквадратичного отклонения микрошероховатости поверхности образцов. В скобках указан квадрат коэффициента корреляции Пирсона

Метод расчета	Образец		
	До облучения	После γ -облучения	После нейтронного облучения
Метод Херста	0.726 ($R^2 = 0.981$)	0.728 ($R^2 = 0.977$)	0.780 ($R^2 = 0.988$)
Флуктуационный метод на плоскости с компенсацией по осям OX и OY	0.940 ($R^2 = 0.965$)	1.040 ($R^2 = 0.992$)	0.983 ($R^2 = 0.985$)
Флуктуационный метод на плоскости с компенсацией по оси OX	0.796 ($R^2 = 0.984$)	0.888 ($R^2 = 0.981$)	0.822 ($R^2 = 0.982$)
Флуктуационный метод на плоскости с компенсацией по оси OY	0.769 ($R^2 = 0.985$)	0.742 ($R^2 = 0.981$)	0.828 ($R^2 = 0.986$)
Флуктуационный метод компенсации тренда построчный	1.041 ($R^2 = 0.966$)	1.015 ($R^2 = 0.986$)	0.747 ($R^2 = 0.922$)
Флуктуационный метод компенсации тренда постолбцовый	1.032 ($R^2 = 0.959$)	1.108 ($R^2 = 0.980$)	1.138 ($R^2 = 0.986$)

Таблица 4. Значения показателя масштаба корреляционной длины микрошероховатости поверхности образцов в экспоненциальном (верхняя строка) и гауссовом (нижняя строка) приближениях. В скобках указан квадрат коэффициента корреляции Пирсона

Метод расчета	Образец		
	До облучения	После γ -облучения	После нейтронного облучения
Метод Херста	0.846 ($R^2 = 0.995$)	0.830 ($R^2 = 0.998$)	0.897 ($R^2 = 0.998$)
	8.880 ($R^2 = 0.996$)	0.839 ($R^2 = 0.999$)	0.912 ($R^2 = 0.998$)
Флуктуационный метод на плоскости с компенсацией по осям OX и OY		0.9823 ($R^2 = 0.999$)	
		0.9807 ($R^2 = 0.999$)	
Флуктуационный метод на плоскости с компенсацией по оси OX	0.789 ($R^2 = 0.986$)	0.848 ($R^2 = 0.995$)	0.836 ($R^2 = 0.978$)
	0.823 ($R^2 = 0.992$)	0.860 ($R^2 = 0.997$)	0.866 ($R^2 = 0.985$)
Флуктуационный метод на плоскости с компенсацией по оси OY	0.824 ($R^2 = 0.991$)	0.821 ($R^2 = 0.997$)	0.904 ($R^2 = 0.997$)
	0.857 ($R^2 = 0.994$)	0.832 ($R^2 = 0.998$)	0.922 ($R^2 = 0.998$)
Флуктуационный метод компенсации тренда построчный		0.980 ($R^2 = 0.999$)	
		0.981 ($R^2 = 0.999$)	
Флуктуационный метод компенсации тренда постолбцовый		0.968 ($R^2 = 0.998$)	
		0.957 ($R^2 = 0.998$)	

симо от применяемого алгоритма вычитания среднего значения сегментов кумулятивной поверхности имеет место линейная зависимость флуктуационной функции от параметра масштаба в двойном логарифмическом масштабе, что указывает на монофрактальность. Таким образом, нечувствительность метода к возникающим после радиационного воздействия кластерам радиационных дефектов, по-видимому, объясняется их стохастическим распределением по размерам и положению на поверхности облученных образцов, что „размывает“ небольшой излом в начале кривых.

Метод Херста и постолбцовый флуктуационный метод компенсации тренда дают близкие значения параметра Херста, который для необлученной поверхности составляет $H_0 = 0.93$, облученной

γ -квантами $H_\gamma = 0.71-0.87$, облученной нейтронами $H_n = 0.91-0.94$, что указывает на нестепенные корреляции функции высоты и процессы типа случайного блуждания для всех исследованных образцов. По-видимому, полученный результат обусловлен дискретностью карты высот поверхностей как на физическом уровне (самоподобие не может продолжаться на масштабах, меньших межатомных расстояний), так и на уровне исходных данных математического алгоритма, обусловленных пространственным разрешением зонда атомно-силового микроскопа. При этом отличием от большинства самоподобных природных процессов является большее значение параметра Херста, которое обычно находится в пределах $0.72-0.73$ [38]. Это свидетельствует о более плавном изменении высоты поверхности необлученного

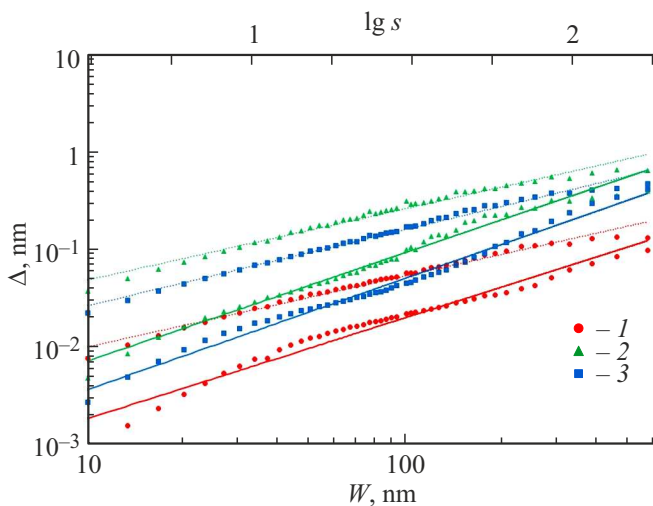


Рис. 3. Среднеквадратичное отклонение микрорельефа поверхности образцов в зависимости от размера сегмента: точечная линия — метод Херста, сплошная линия — построчный флуктуационный метод компенсации тренда; 1 — до облучения, 2 — после γ -облучения, 3 — после нейтронного облучения.

образца по сравнению с „естественной“ микрорельефностью, что обусловлено технологической обработкой, а также облученного потоком мгновенных нейтронов спектра деления за счет радиационного отжига. Напротив, микрорельефность образца после γ -облучения стремится к естественному значению, что объясняется недостаточной энергией первичных атомов отдачи γ для существенного радиационного отжига. Построчный флуктуационный метод компенсации тренда дает существенно отличные от представленных выше значения показателя масштаба флуктуационной функции, что обусловлено направлением оси быстрого сканирования атомно-силового микроскопа, реализованной в экспериментах.

Как отмечалось выше, значения показателя масштаба для флуктуационного метода на плоскости с компенсацией тренда по одной или обеим осям неприводимы к параметру Херста. Тем не менее можно заметить, что значения показателя масштаба для флуктуационного метода на плоскости с компенсацией тренда по обеим осям близки к полученным выше значениям при $H \approx \alpha_{xy} - 1$, а для флуктуационного метода на плоскости с компенсацией тренда по оси OY — при $H \approx \alpha_y$.

Для оценки среднеквадратичного отклонения микрорельефности поверхности образцов (рис. 3, табл. 3) процедуре сегментирования и вычитания среднего значения подвергалась непосредственно матрица высот. Видно, что среднеквадратичное отклонение микрорельефности поверхности растет после радиационного воздействия, что является одним из механизмов снижения подвижности носителей заряда в кремниевом слое структур кремний-на-изоляторе после облучения. Заметим, что точечные оценки среднеквадратичного отклонения микрорельефности образцов, приведенные

в табл. 1, являются пределом для всей поверхности ($W = 2303.3$ нм, $\lg(s) = 2.84$).

В отличие от среднеквадратичного отклонения корреляционная длина микрорельефности поверхности образцов (рис. 4, табл. 4) слабо меняется после облучения. Корреляционная длина микрорельефности каждого сегмента находилась методом наименьших квадратов для экспоненциальной и гауссовой функций. Корректность результатов расчетов подтверждена путем сравнения с данными, полученными при помощи свободно распространяемого программного обеспечения [39] для полной поверхности.

Результаты измерений подвижности дырок в образцах структур „кремний-на-изоляторе“ до и после облучения показывают наличие корреляции (квадрат коэффициента корреляции Пирсона колеблется в диапазоне

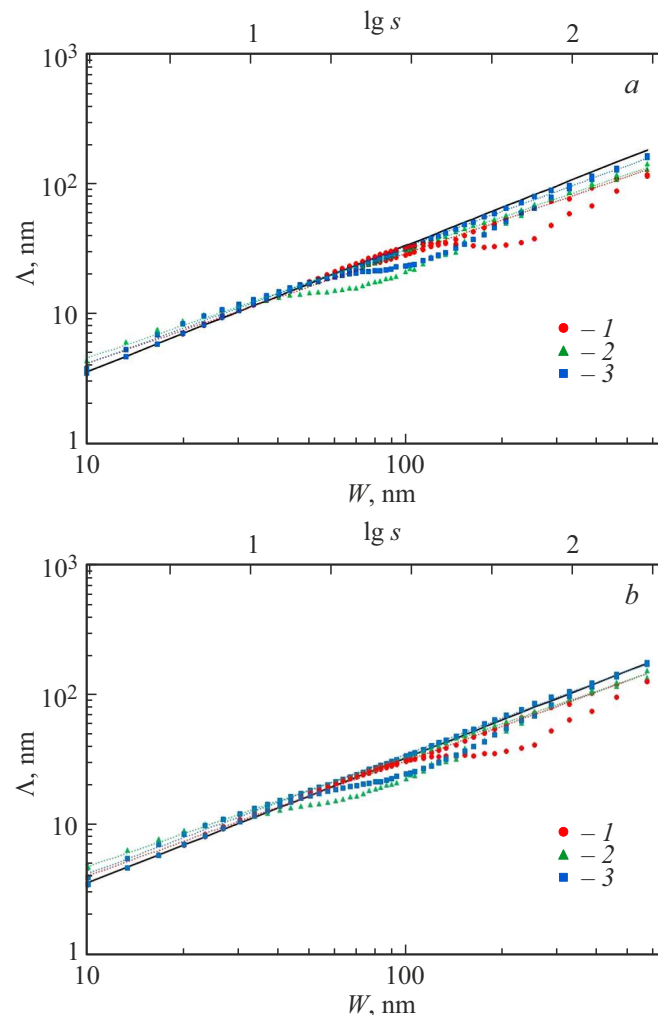


Рис. 4. Корреляционная длина микрорельефности поверхности образцов в зависимости от размера сегмента: точечная линия — метод Херста, сплошная линия — построчный флуктуационный метод компенсации тренда; 1 — до облучения, 2 — после γ -облучения, 3 — после нейтронного облучения; a — в экспоненциальном приближении, b — в гауссовом приближении автокорреляционной функции.

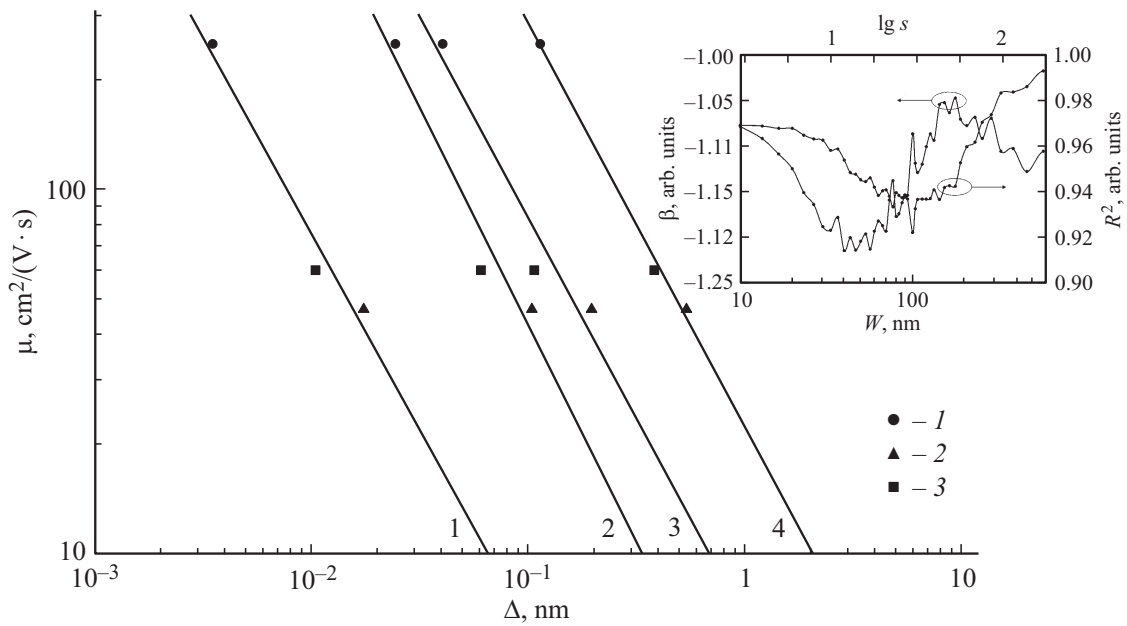


Рис. 5. Подвижность дырок в кремниевом слое структуры кремний-на-изоляторе в зависимости от среднеквадратичного отклонения микрошероховатости образцов: 1 — до облучения, 2 — после γ -облучения, 3 — после нейтронного облучения при различных размерах сегмента: 1 — 10×10 нм, 2 — 60×60 нм, 3 — 120×120 нм, 4 — 573×573 нм. На вставке приведены зависимости показателя степени аппроксимирующей зависимости и квадрат коэффициента корреляции Пирсона от размера сегмента.

$R^2 = 0.922-0.993$) со среднеквадратичным отклонением микрошероховатости (рис. 5) с показателем степени в диапазоне $\beta = -(1.214-1.048)$ в зависимости от размера сегмента. Отличие от теоретической зависимости $\beta = -2$ в соответствии с выражением (2), по-видимому, связано с дополнительными механизмами рассеяния носителей заряда, играющими важную роль при нормальной температуре образцов.

5. Заключение

Результаты проведенных расчетов показывают влияние облучения на корреляционные свойства микрошероховатости поверхности образцов структур кремний-на-изоляторе. Появление дополнительного механизма рассеяния предсказуемо снижает подвижность носителей заряда, однако полученный показатель степени расчетно-экспериментальной зависимости отличается от теоретического значения, что обусловлено влиянием дополнительных механизмов рассеяния, проявляющихся при нормальной температуре образцов. Полученные результаты показывают важность учета неидеальности границ раздела слоев при моделировании переноса носителей заряда в объемных, квантово-размерных и тонкопленочных структурах, подвергнутых облучению, и могут служить исходными данными для численных моделей полупроводниковых элементов с комплексным учетом радиационного воздействия и микрошероховатости.

Финансирование работы

Работа профинансирована Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (FSWR-2024-0003).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.R. Schrieffer. Phys. Rev., **97** (3), 641 (1955).
- [2] R.F. Greene, D.R. Frankl, J. Zemel. Phys. Rev., **118** (4), 967 (1960).
- [3] F. Stern, W.E. Howard. Phys. Rev., **163** (3), 816 (1967).
- [4] R.E. Prange, T.-W. Nee. Phys. Rev., **168** (3), 779 (1968).
- [5] T. Ando. J. Phys. Soc. Japan, **43** (5), 1616 (1977).
- [6] R.F. Pierret, C.T. Sah. Solid-State Electron., **11**, 279 (1968).
- [7] C.T. Sah, T.H. Ning, L.L. Tschoopp. Surf. Sci., **32**, 561 (1972).
- [8] Y.C. Cheng, E.A. Sullivan. Surf. Sci., **34**, 717 (1973).
- [9] Y.C. Cheng, E.A. Sullivan. J. Appl. Phys., **44** (8), 3619 (1973).
- [10] Y.C. Cheng, E.A. Sullivan. J. Appl. Phys., **45** (1), 187 (1974).
- [11] Y. Matsumoto, Y. Uemura. Jpn. J. Appl. Phys., **2**, 367 (1974).
- [12] J.R. Brews. J. Appl. Phys., **46** (5), 2193 (1975).
- [13] A. Hartstein, T.H. Ning, A.B. Fowler. Surf. Sci., **58**, 178 (1976).
- [14] F. Stern. Phys. Rev. Lett., **44** (22), 1469 (1980).
- [15] T. Mimura. IEEE Trans. Microw. Theory Tech., **50** (3), 780 (2002).

- [16] G.K. Celler, S. Cristoloveanu. *J. Appl. Phys.*, **93**(9), 4955 (2003).
- [17] H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, T. Matsusue. *J. Appl. Phys.*, **51**(23), 1934 (1987).
- [18] K. Uchida, S.-I. Takagi. *J. Appl. Phys.*, **82**(17), 2916 (2003).
- [19] A. Pirovano, A.L. Lacaita, G. Zandler, R. Oberhuber. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **47**(4), 718 (2000).
- [20] A. Pirovano, A.L. Lacaita, G. Ghidini, G. Tallarida. *IEEE Electron Dev. Lett.*, **21**(1), 34 (2000).
- [21] M. Lundstrom. *Fundamentals of carrier transport* (Cambridge University Press, 2000).
- [22] S.C. Sun, J.D. Plummer. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **27**(8), 1497 (1980).
- [23] F.W. Sexton, J.R. Schwank. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **32**(6), 3975 (1985).
- [24] Е.В. Киселева, С.В. Оболенский. *Микроэлектроника*, **35**(5), 374 (2006).
- [25] S.M. Goodnick, D.K. Ferry, C.W. Wilmsen, Z. Liliental, D. Pathy, O.L. Krivanek. *Phys. Rev. B*, **32**(12), 8171 (1985).
- [26] B.B. Mandelbrot. *The Fractal Geometry of Nature* (N.Y., Freeman, 1982).
- [27] T. Yoshinobu, A. Iwamoto, H. Iwasaki. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **33**(1A), 67 (1994).
- [28] C.-K. Peng, S. Havlin, H.E. Stanley, A.L. Goldberger. *Chaos*, **5**, 82 (1995).
- [29] А.В. Алпатов, С.П. Вихров, Н.В. Гришанкина. *ФТП*, **47**(3), 340 (2013).
- [30] А.В. Алпатов, С.П. Вихров, Н.В. Рыбина. *ФТП*, **49**(4), 467 (2015).
- [31] С.В. Оболенский, Е.В. Волкова, А.Б. Логинов, Б.А. Логинов, Е.А. Тарасова, А.С. Пузанов, С.А. Королев. *Письма ЖТФ*, **47**(5), 38 (2021).
- [32] Е.В. Волкова, А.Б. Логинов, Б.А. Логинов, Е.А. Тарасова, А.С. Пузанов, С.А. Королев, Е.С. Семеновых, С.В. Хазанова, С.В. Оболенский. *ФТП*, **55**(10), 846 (2021).
- [33] Б.А. Логинов, Д.Ю. Блинные, В.С. Второва, В.В. Кириллова, Е.А. Ляшко, В.С. Макеев, А.Р. Первых, Н.Д. Абросимова, И.Ю. Забавичев, А.С. Пузанов, Е.В. Волкова, Е.А. Тарасова, С.В. Оболенский. *ЖТФ*, **93**(7), 1025 (2023).
- [34] Б.А. Логинов, П.Б. Логинов, В.Б. Логинов, А.Б. Логинов. *Наноиндустрия*, **12**(6), 352 (2019).
- [35] D.K. Schroder. *Semiconductor Material and Device Characterization* (N.J., Wiley-IEEE Press, 2006).
- [36] H.E. Hurst. *Trans. Am. Soc. Civil Eng.*, **116**, 770 (1951).
- [37] A.-L. Barabasi, H.E. Stanley. *Fractal concepts in surface growth* (Cambridge, Cambridge University Press, 1995).
- [38] Ю.А. Калуж, В.М. Логинов. *Сиб. журн. индустр. матем.*, **5**(4), 29 (2002).
- [39] D. Necas, P. Klarpetek. *Cent. Eur. J. Phys.*, **10**(1), 181 (2012).

Редактор А.Н. Смирнов

Fluctuation analysis of the surface microrelief of silicon-on-insulator structures after radiation exposure

A.S. Puzanov^{1,2}, I.Yu. Zabavichev^{1,2},
N.D. Abrosimova¹, V.V. Bibikova^{1,2}, E.V. Volkova²,
A.D. Nedoshivina², A.A. Potekhin^{1,2}, E.A. Tarasova²,
S.V. Khazanova², B.A. Loginov³, D.Yu. Blinnikov⁴,
V.S. Vtorova⁴, V.V. Kirillova⁴, E.A. Liashko⁴,
V.S. Makeev⁴, A.R. Pervykh⁴, S.V. Obolensky^{2,1}

Abstract Using the method of two-dimensional fluctuation analysis, images of the surface of „silicon on insulator“ structures were analyzed. It is found that the Hurst parameter of the non-irradiated surface was $H_0 = 0.93$, for γ -ray irradiation $H_\gamma = 0.71–0.87$ and for neutron irradiation $H_n = 0.91–0.94$. This indicates that non-power correlations of the height function and random walk type processes for all the samples studied. The influence of radiation on the change in the standard deviation and correlation length of the microroughness of the surface of samples at the microscale and the degradation of charge carrier mobility at the macroscale are considered.