

Подповерхностная локализация носителей заряда в наноструктурах Si/SiO₂/Si_xGe_{1-x}

© А.Б. Надточий, О.А. Коротченков, В.В. Курилюк

Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко,
01601 Киев, Украина

e-mail: nadt@gala.net, olegk@univ.kiev.ua, kuryluk@univ.kiev.ua

(Поступило в Редакцию 21 марта 2012 г.)

Исследованиями вольт-фарадных ($F-V$) характеристик обнаружена повышенная концентрация носителей заряда под поверхностью кремниевой подкладки вследствие возникновения в ней упругонапряженных областей, индуцированных наноструктурами Si_xGe_{1-x}, выращенных на предварительно окисленной поверхности Si. $F-V$ -характеристики демонстрируют пики зарядовой плотности на глубине от 700 до 1000 nm для структур Si/SiO₂/Si_xGe_{1-x} с различной толщиной слоя SiO₂. Результаты теоретических расчетов распределения электронной плотности в глубине кремниевой подкладки в целом соответствуют данным $F-V$ -характеристикам. Состояние границ раздела структуры с разной толщиной слоя окисла, влияющее на эффекты поверхностной и интерфейсной рекомбинации, рассеяния носителей заряда, исследовалось с помощью кинетики спада сигнала фотоэда, а также ее распределения по поверхности структуры. Полученные результаты могут найти применение при разработке различных устройств на базе SiGe с включениями оксидных слоев.

Введение

Упругонапряженные кремниевые наноструктуры являются объектом повышенного внимания как с точки зрения изучения фундаментальных физических процессов в полупроводниках пониженной размерности, так и с точки зрения возможных многочисленных приложений. В частности, внедрение напряженных областей в активные области транзисторов позволяет существенно улучшить параметры усиления приборов [1]. Более того, дальнейшая миниатюризация приборов с переносом заряда не может быть успешно осуществлена без существенного улучшения параметров используемых материалов, прогресса технологий и архитектуры приборов. В этом контексте внедрение упругонапряженных областей в активные области практических устройств постепенно становится одним из важных подходов в дальнейшем развитии комплементарной логики на транзисторах металл-оксид-полупроводник (CMOS) [2] и выведении этой технологии на качественно новый технологический уровень.

Одним из наиболее распространенных методов внедрения упругонапряженных областей в проводящие кремниевые каналы CMOS-устройств является использование несоответствия параметров кристаллической решетки эпитаксиально наращиваемых чередующихся слоев. В частности, твердые растворы Si_xGe_{1-x} находят наибольшее распространение благодаря тому, что параметр решетки такой системы можно плавно изменять варьированием доли германия ($1-x$) в растворе. Как следствие, наноструктуры Si/Si_xGe_{1-x} находят широкое применение в улучшении параметров функционирования CMOS-устройств путем создания в них упругонапряженных областей [3].

Кроме многослойных структур, широкое применение находят и системы с квантовыми точками (или на-

ноостровками) Si_xGe_{1-x}, способные обозначить новые пути создания оптоэлектронных, фотовольтаических и термоэлектрических приборов [4]. Определенные новые возможности открывают германиевые квантовые точки, внедренные в диэлектрические матрицы, среди которых применение находят оксидные матрицы SiO₂ [5] и слои Si₃N₄ [6,7]. Гетероструктуры с наноструктурами Si_xGe_{1-x}, выращенные в режиме Странского-Крастанова, демонстрируют значительно возросшую подвижность носителей заряда в проводящих каналах n -типа MOSFET-структур благодаря созданию упругонапряженных областей [8].

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты прямого наблюдения повышенной концентрации носителей заряда под поверхностью кремниевой подкладки благодаря образованию в ней упругонапряженных областей, индуцированных наноструктурами Si_xGe_{1-x}, выращенных на предварительно окисленной поверхности подкладки Si. Идея эксперимента состоит в том, что германиевые островки, выращенные на оксидном слое, обнаруживают меньшие упругие напряжения в сравнении с островками, выращенными непосредственно на кремниевой подкладке [9]. Как следствие, структуры Si/SiO₂/Si_xGe_{1-x} способны обеспечить достаточно большую глубину локализации электронной плотности под поверхностью подкладки Si. Данный результат предполагает возможность использования в различных практических устройствах, открывая возможности удаления носителей заряда от поверхностей и границ раздела кремниевых структур с подавлением соответствующих механизмов рассеяния носителей. Эффективное пространственное разделение электронов и дырок в упругонапряженных областях, в свою очередь, способно обеспечить повышенные времена спиновой когерентности, что важно для разработки и усовершенствования

спиновых транзисторов и компонент вычислительных устройств.

Методика экспериментов

В работе использовались структуры $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$, в которых на окисленной поверхности кремниевой подкладки (Si/SiO_2 со слоем окисла толщиной от ≈ 0.5 до 2 nm) методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МВЕ) наращивались островки $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ (без покрытия дополнительным кэп-слоем). Расчеты показывают, что в этом случае электроны в основном состоянии локализуются под поверхностью кремниевой подкладки [10]. В работе исследовались две группы образцов с минимальным и максимальным значениям толщины промежуточного слоя SiO_2 (серии № 1 и № 2 соответственно). Во всех случаях подкладкой служили пластины Si p -типа с удельным сопротивлением $\sim 15 \Omega \text{ cm}$ и кристаллографической ориентацией (100). Детали метода и условий выращивания островков описаны ранее [11].

Для диагностики свойств экспериментальных образцов использовались методы просвечивающей (TEM) и сканирующей (SEM) электронной микроскопии, атомной силовой микроскопии (AFM), спектроскопии инфракрасного поглощения (FTIR), измерения вольт-фарадных ($F-V$) характеристик и кинетики фотоэдс (SPV). Электронно-микроскопические измерения проводились с использованием микроскопа Philips CM200, AFM — на сканирующем зондовом микроскопе JEOL (JSPM-4210), а спектры FTIR снимались с помощью спектрометра JASCO 5300.

Концентрация легирующей примеси бора была в целом постоянной в глубину образца и составляла $N_A \approx 9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Для получения МДП-структуры на поверхности образцов формировался слой SiO_2 толщиной не менее 10 nm , а для проведения $F-V$ -измерений на верхней и нижней гранях наносились Al-контакты. Толщина слоя окисла подбиралась так, чтобы в равновесных условиях (при нулевом смещении) область объемного заряда не захватывала упругонапряженную область с оцененной глубиной залегания около 500 nm под поверхностью кремниевой подкладки. В этом случае увеличение приложенного обратного смещения позволяет границей расширяющейся области объемного заряда сканировать исследуемую структуру по глубине, достигая геометрическое положение упругонапряженной области с предполагаемой повышенной концентрацией электронного заряда.

Для проведения $F-V$ -измерений на верхней грани образца формировались Al-контакты. На нижней грани формировались омические GaZn-контакты. Измерения $F-V$ -характеристик были выполнены на автоматизированной установке, в основе которой использовалась мостовая схема, детально описанная в работе [12]. Измерения проводились на частоте 1 MGz с амплитудой тестирующего сигнала около 30 mV с соблюдением условия малости тестирующего сигнала.

Анализ данных $F-V$ -измерений проводился в приближении резкого перехода между Si и SiO_2 , в котором в прилегающей к переходу области Si p -типа с постоянной концентрацией акцепторов N_A возникает область объемного заряда шириной W . Величина W связана со значением поверхностного потенциала φ_s [13]:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_s}{eN_A}}, \quad (1)$$

где ε — относительная диэлектрическая проницаемость, ε_0 — электрическая постоянная, а e — заряд электрона. В свою очередь, поверхностный потенциал можно выразить через заряд оксидной пленки C_{0x} [13]:

$$\varphi_s = \frac{C_{0x}^2}{2\varepsilon\varepsilon_0eN_A}. \quad (2)$$

Учет диапазона возможных значений $C_{0x} = +10^{-9} - 10^{-7} \text{ C/cm}^2$ [14,15] позволяет теоретически описать зависимость концентрации n неосновных носителей заряда (электронов) в области объемного заряда с помощью уравнения Пуассона.

Профили концентрации заряда по глубине от границы раздела структуры Si/SiO_2 восстанавливались из $F-V$ -характеристик согласно

$$n(z) = \frac{2}{\varepsilon\varepsilon_0eA^2d(1/C^2)/dV}, \quad (3)$$

где A — площадь границы раздела, а z — ширина области объемного заряда:

$$z = \frac{\varepsilon\varepsilon_0A}{C}. \quad (4)$$

Расчеты электронной плотности проводились стандартным методом с использованием метода конечных элементов [10].

Кинетика SPV регистрировалась на автоматизированной установке, сочетающей бесконтактный метод снятия сигнала, описанный в работе [16], и возможность картографирования сигнала в конфигурации „flying spot“ [17,18]. Данные SPV генерировались с использованием красного лазерного светодиода (длина волны 650 nm) мощностью 7 mW , что соответствует интенсивности света $I_0 \approx 90 \text{ W/cm}^2$ в пересчете на фото-возбуждение в световом пятне диаметром около $100 \mu\text{m}$.

Результаты и их обсуждение

Рельеф поверхности одного из образцов $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$, полученный в атомно-силовом микроскопе, представлен на рис. 1, а, а электронно-микроскопическое изображение отдельного островка приведено на рис. 1, б. Видно, что островки имеют близкую к полусферической форму, что соответствует результатам предыдущих работ [9]. При этом диаметр их основания составляет порядка 200 nm , а высота — 70 nm .

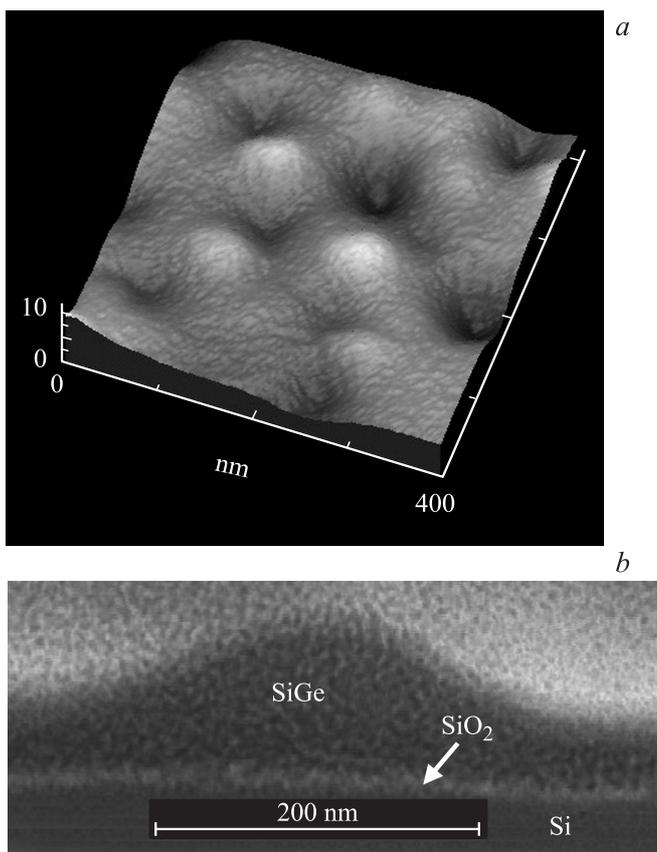


Рис. 1. Топографическое AFM-изображение поверхности структуры $\text{Si/SiO}_2/\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ (a) и типичный ТЕМ-профиль отдельного островка $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ (b) (образец серии № 2).

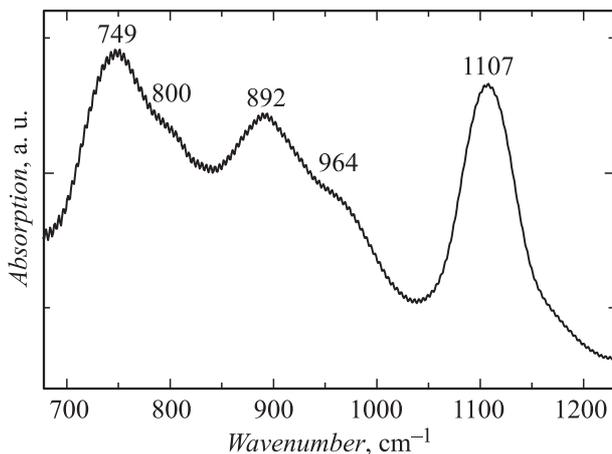


Рис. 2. Спектр инфракрасного поглощения структуры $\text{Si/SiO}_2/\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ (образец серии № 2). Синусоидальные окаймляющие полосы возникают вследствие оптической интерференции.

Химический состав исследуемых образцов изучался с использованием FTIR-спектроскопии (рис. 2). Пик поглощения на 1107 cm^{-1} соответствует колебаниям типа Si–O–Si asymmetric stretching, а его смещение в

высокоэнергетическую область относительно положения пика поглощения для SiO_2 (в пределах от 1040 до 1080 cm^{-1} [19–21]) может быть связано с наличием в пленке окисла фазы SiO_x ($x = 0–2$). Пик на 892 cm^{-1} близок к положению stretching моды Ge–O–Ge на 885 cm^{-1} [22], что может быть следствием оксидирования германиевых островков со стороны верхней поверхности и подкладки Si/SiO_2 . Слабо разрешенный пик около 800 cm^{-1} по своему энергетическому положению соответствует bending Si–O–Si моде [19], с нею же можно предположительно связать и смещенную сильную полосу поглощения на 749 cm^{-1} . Природа смещения требует дополнительного изучения. Наконец, пик поглощения на 964 cm^{-1} может быть связан с проявлением водородсодержащих кремниевых связей, Si–OH или $\text{H}_2\text{Si–O}_2$ [23].

Экспериментальные вольт-фарадные характеристики структуры $\text{Si/SiO}_2/\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$, снятые в диапазоне смещений от -5 до 0.5 V и перестроенные в зависимости $n(z)$ с помощью выражения (3), представлены на рис. 3 (кривые 1 и 2). Они действительно характеризуются указанными выше особенностями, т. е. при $z < 500–700\text{ nm}$ качественно согласуются с характеристиками изменения концентрации электронов в приповерхностной области пластины Si для крайних значений $C_{0x} = +10^{-9}$ (кривая 3) и 10^{-7} C/cm^2 (кривая 4) вследствие изгиба зон в области пространственного заряда.

Наиболее примечательным является тот факт, что на кривых 1 и 2 наблюдаются пики, которые можно связать со сгустками электронной плотности при значениях z в пределах между 700 и 1000 nm для образцов серий № 2 и № 1.

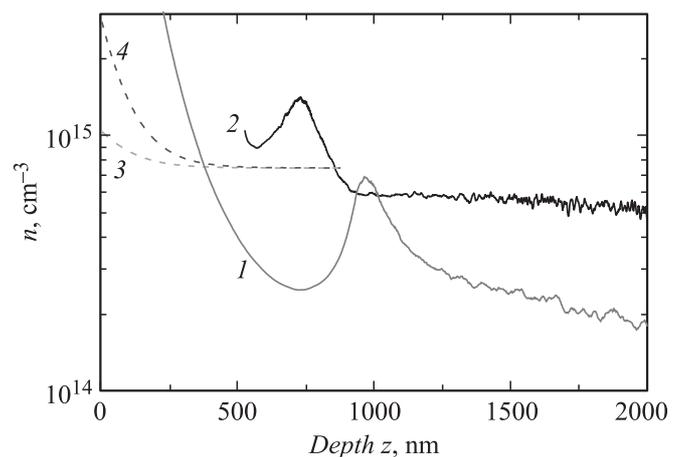


Рис. 3. Экспериментально определенная из $F–V$ -характеристик зависимость $n(z)$ для двух образцов серий № 1 и № 2 структуры $\text{Si/SiO}_2/\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ с меньшей и большей толщинами пленки SiO_2 (кривые 1 и 2 соответственно), а также рассчитанные зависимости $n(z)$ в области объемного заряда при значениях заряда оксидной пленки $Q_{0x} = +10^{-9}$ (кривая 3) и $+10^{-7}\text{ C/cm}^2$ (4) и концентрации акцепторов $N_A = 8.9 \cdot 10^{14}\text{ cm}^{-3}$ в кремниевой подкладке Si. Точка $z = 0$ соответствует границе раздела Si/SiO_2 .

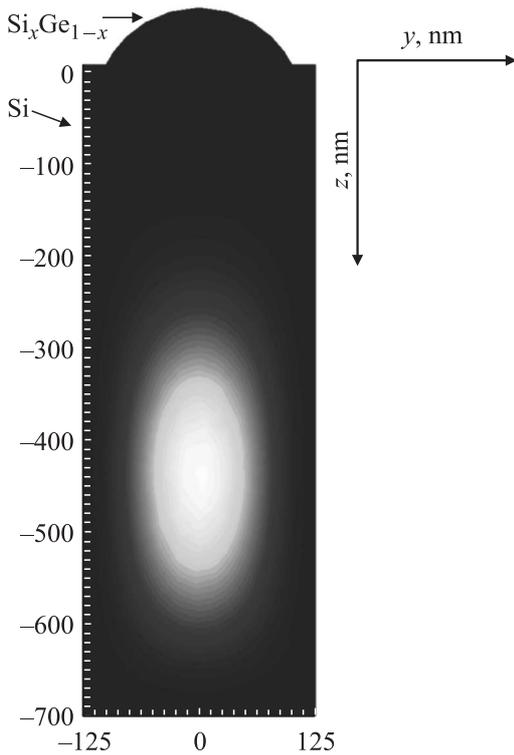


Рис. 4. Рассчитанная зависимость распределения $|\psi(y, z)|^2$ в структуре $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$. Величина $|\psi(y, z)|^2$ возрастает от темных к светлым областям. Параметры расчета: начальная деформация в $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ $S_0 = 2\%$, $x = 0.5$, диаметр основания островков 200 nm, высота 70 nm, толщина слоя SiO_2 8 nm.

Для пояснения этого результата проводился расчет двумерного распределения $|\psi(y, z)|^2$ (ψ — волновая функция электрона) для анализируемой структуры $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$. Решалось двумерное уравнение Шредингера в приближении эффективной массы

$$-\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{\partial^2}{m_{\parallel} \partial y^2} + \frac{\partial^2}{m_{\perp} \partial z^2} \right) \psi + \delta U \psi = E \psi, \quad (5)$$

где \hbar — постоянная Планка, m_{\parallel} и m_{\perp} — компоненты тензора эффективной массы, E — энергия электрона. Конфайнмент-потенциал δU для электронов выбирался в виде

$$\delta U = \delta E_C + \delta U_{\text{def}}. \quad (6)$$

Первое слагаемое в (6) — потенциал, вызванный разрывом энергетических зон на гетерограницах структуры, второе — поправка к потенциалу, возникающая вследствие образования упругонапряженных областей. Величина и распределения δU_{def} , в свою очередь, определялись из решения стандартных уравнений теории упругости [10].

Результаты расчета распределения $|\psi(y, z)|^2$ для геометрических параметров островка, найденных из рис. 1, приведены на рис. 4. Они подтверждают возможность возникновения сгустков электронной плотности в кремниевой подложке на глубине 400–500 nm, что несколько

меньше экспериментально регистрируемого значения в 700–1000 nm. Однако, учитывая разброс линейных размеров островков и глубины впадин в выращиваемом $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ -слое, четко видимых на рис. 1, b, такое несоответствие можно объяснить достаточно грубым приближением идеального сферического островка при проведении расчетов. Это позволяет заключить, что сравнение эксперимента с теорией удовлетворительно подтверждает прогнозируемый эффект перераспределения электронов в упругонапряженную область, создаваемую островками $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ под поверхностью пластины Si.

Другим фактором, осложняющим сравнение теории с экспериментом, является недостижимость в реальных условиях выращивания образцов высокой степени однородности тонкого слоя SiO_2 , а также композиции островков (значение x в $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$). Как следствие, образцы серии № 1 с минимальным значением толщины промежуточного слоя SiO_2 имеют большую площадь разрывов оксидной пленки и контакта островков $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ с кремниевой подложкой. Это, естественно, приводит к возрастанию

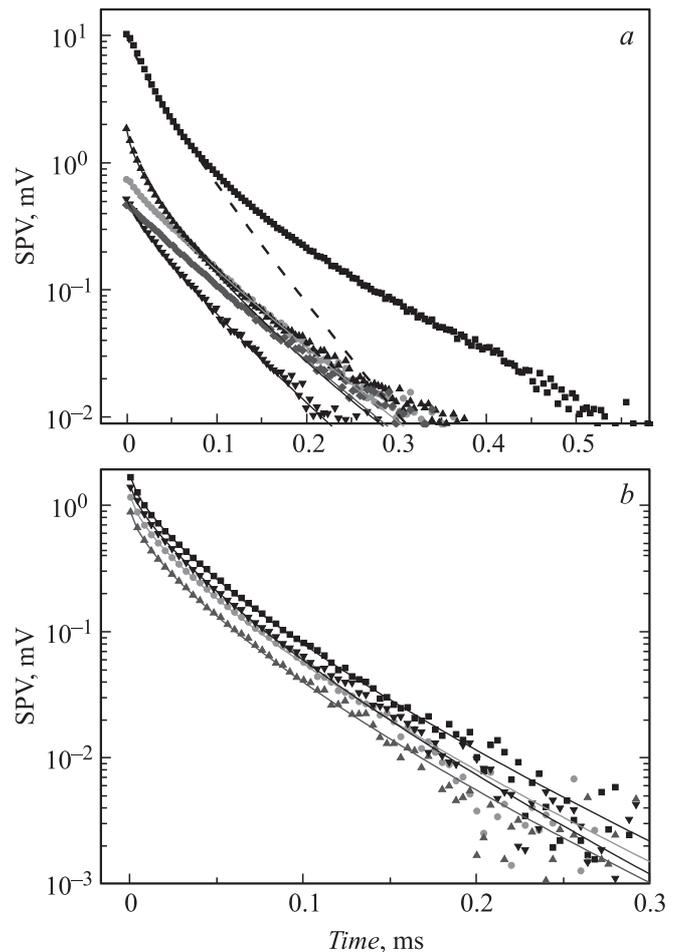


Рис. 5. Изменение кинетики спада сигнала SPV при сканировании светового зонда вдоль поверхности образцов серий № 1 (a) и № 2 (b). Точки — экспериментальные значения, линии — аппроксимация с помощью выражения (7). Длина волны подсветки 650 nm.

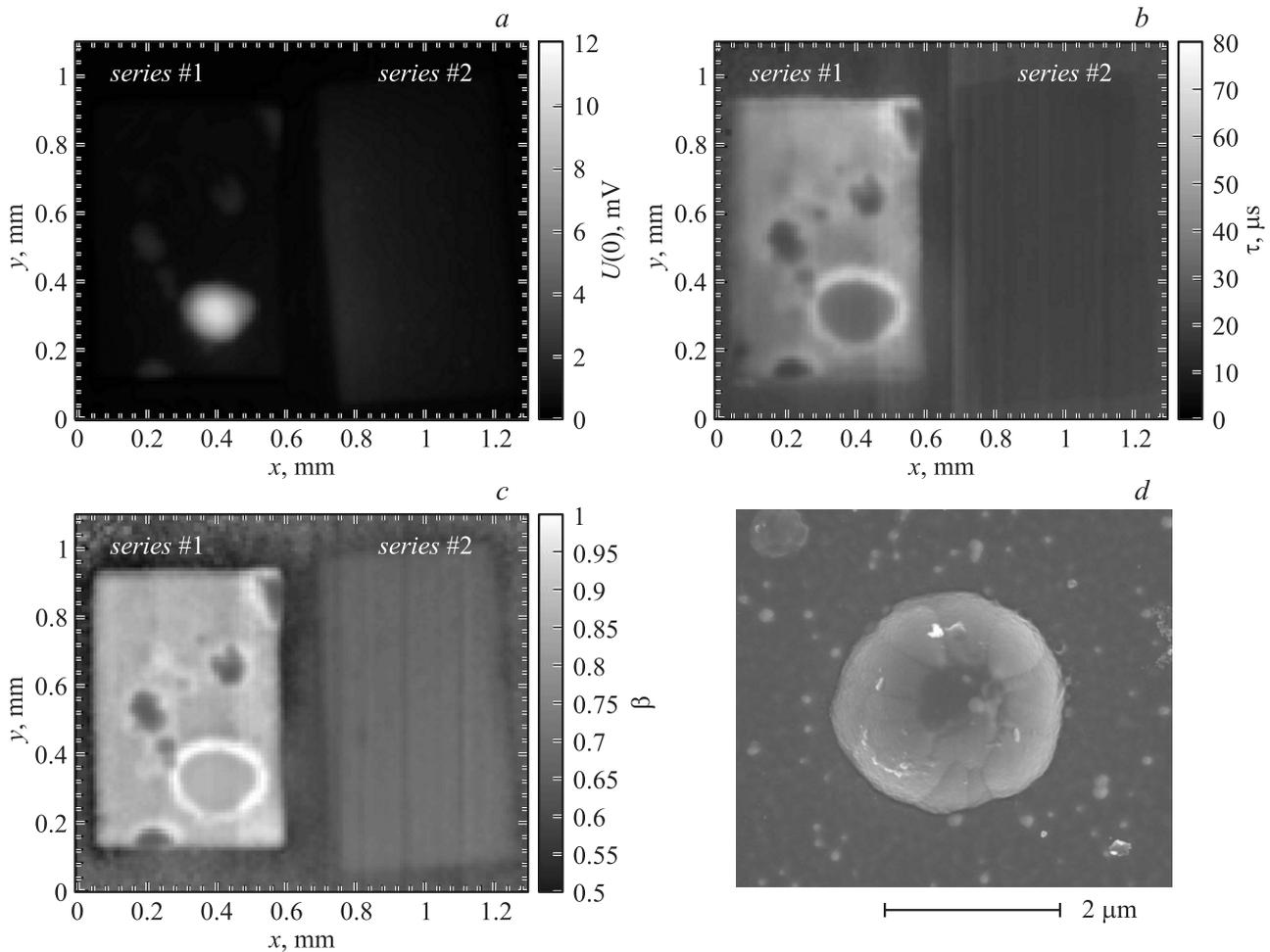


Рис. 6. Распределение по поверхности образцов серии № 1 (series #1) и № 2 (series #2): *a* — амплитуды $U(0)$, *b* — времени релаксации τ и *c* — фактора β в выражении (7), *d* — SEM-изображение участка поверхности ($\approx 5 \times 5 \mu\text{m}^2$) образца серии № 1 в области максимальных значений $U(0)$ (светлое пятно на рисунке *a*).

танию начальной деформации в островках $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ (до значения $S_0 = 4\%$) и модификации упругих напряжений в подкладке Si, что вполне возможно оценить. Однако, на наш взгляд, существенно большее значение для интерпретации экспериментальных результатов может иметь реальная дефектная структура вблизи границы раздела Si/Si_xGe_{1-x}, включая дислокации, области поликристалличности, двойники и т. п.

Таким образом, смещение пика на кривых 1 и 2 для образцов серий № 1 и № 2 может быть связано со всеми перечисленными факторами, влияющими как на величину начальной деформации в Si_xGe_{1-x}, так и на модификацию характеристик упругонапряженных областей в подкладке Si.

Детальное изучение указанных неоднородностей границы раздела не является предметом изучения в настоящей работе. Можно лишь предполагать, что неоднородности дефектной структуры будут тем большими, чем меньшая толщина слоя SiO₂ реализуется в системе Si/SiO₂/Si_xGe_{1-x}. Для подтверждения такого предположения в данной работе исследовалась кинетика

релаксации сигнала SPV, чувствительная, в частности, к состоянию границ раздела через эффекты поверхностной и интерфейсной рекомбинации, рассеяния в неупорядоченной решетке и на хаотически распределенных дефектах.

Типичные данные для кинетики спада сигнала SPV после прекращения действия светового импульса для ряда точек на поверхности образцов серий № 1 и № 2 приведены на рис. 5. Видно, что распределение кинетики значительно равномернее для образца серии № 2 (точки на рис. 5, *b*), что и следовало ожидать из предыдущего обсуждения. Видно также (линии на рис. 5, *b*), что релаксационный отклик хорошо описывается выражением затяннутой экспоненты (stretched exponent):

$$U(t) = U(0)e^{-(t/\tau)^\beta}, \quad 0 \leq \beta \leq 1, \quad (7)$$

где $U(0)$ и $U(t)$ — амплитуды сигнала SPV в моменты времени $t = 0$ (выключение светового импульса) и t соответственно, τ — время релаксации затяннутой экспоненты, а β — фактор дисперсии. Напротив, распреде-

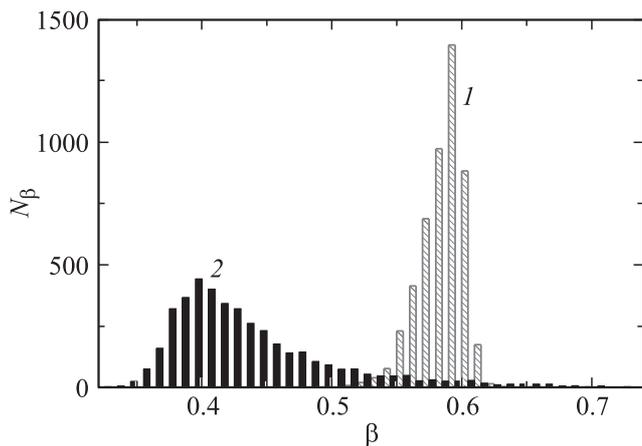


Рис. 7. Распределение количества N_β -выпадений определенного значения фактора β в аппроксимации кинетики релаксации сигнала SPV с помощью выражения (7) вдоль поверхности образцов серий № 1 (гистограмма 1) и № 2 (2).

ление кинетики по поверхности образца серии № 1 значительно менее однородно (семейства точек на рис. 5, а). В ряде случаев релаксационный отклик близок к обычному экспоненциальному закону (три нижние кривые на рис. 5, а), что соответствует $\beta = 1$. В некоторых точках сигнал SPV существенно возрастает (верхняя кривая на рис. 5, а), значительно отклоняясь в своей релаксации от экспоненциальной зависимости (пунктир на рис. 5, а).

Определенные из семейства кривых $U(t)$ распределения по поверхности амплитуды $U(0)$, времени релаксации τ и фактора β представлены на рис. 6, а–с, а гистограмма разброса значений β для образцов серий № 1 и № 2 приведена на рис. 7.

Данные рис. 6 свидетельствуют, что вдоль поверхности образца серии № 1 обнаруживаются значительные вариации параметров $U(0)$, τ и β . Напротив, распределение фактора β по поверхности образца серии № 2 достаточно однородно в пределах достижимого в измерениях пространственного разрешения около $100\ \mu\text{m}$.

Данные SEM на рис. 6, d позволяют соотнести наблюдаемые на рис. 6, а–с неоднородности распределения релаксационного отклика SPV с островками $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ достаточно большого размера, достигающего нескольких миллиметров. Можно предположить, что большие островки растут непосредственно на кремниевой подкладке, разрушая тонкий оксидный слой. Такой рост сопровождается повышенной концентрацией дефектов структуры вблизи границы раздела $\text{Si}/\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$, в свою очередь влияющих на параметры релаксации SPV. В частности, генерация центров прилипания носителей заряда вблизи границы раздела может вызывать затягивание кинетики спада сигнала SPV при $t > 100\ \mu\text{s}$ на верхней кривой рис. 5, а, а также повышенное значение $U(0)$ для этой кривой и в области светлого пятна на рис. 6, а.

Результаты исследования SPV в образцах серии № 2 не обнаруживают неоднородного по поверхности релаксационного отклика. Тем самым они позволяют предпо-

ложить, что сигнал SPV с кинетикой спада в виде затянутой экспоненты (5) по меньшей мере частично возникает вследствие пространственно разделенных электронов и дырок, первые из которых перераспределяются в упругонапряженную область, создаваемую островками $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ под поверхностью пластины Si (рис. 3 и 4), а вторые локализуются под поверхностью островка $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ и, частично, на границах упругонапряженной области.

В этой связи следует подчеркнуть, что выражение (7) известно как уравнение Кольрауша или Вильямса–Ваттса (Kohlrausch–Williams–Watts law) [24] и было введено более 150 лет назад для описания кинетики стекания зарядов атмосферного электричества. В неупорядоченных твердых телах такой тип релаксации описывает достаточно широкий класс динамических процессов, в частности релаксацию волн зарядовой плотности [25]. Естественно предположить, что перетекание фотовозбужденных носителей заряда за пределы упругонапряженной области после окончания действия светового импульса и определяет кинетику спада сигнала SPV в виде затянутой экспоненты.

Заключение

Основным результатом работы является экспериментальное обнаружение сгустков электронной плотности на глубине от 700 до 1000 nm под поверхностью кремниевой подкладки в структуре $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$, которые можно связать с формированием в подкладке упругонапряженных областей, индуцированных наноструктурами $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$, выращенными на предварительно окисленной поверхности Si. Полученные данные могут быть использованы при создании различных устройств с кремниевыми гетероструктурами с целью удаления носителей заряда от рассеивающих их поверхностей и границ раздела. Данные могут найти и более широкое применение в различных приборах кремний-германиевой электроники, использующих включения оксидных слоев.

Авторы выражают благодарность Ю.Н. Козыреву за предоставление образцов для исследования.

Список литературы

- [1] Thompson S.E., Armstrong M., Auth C., Cea S., Chau R., Glass G., Hoffman T., Klaus J., Zhiyong Ma Mcintyre B., Murthy A., Obradovic B., Shifren L., Sivakumar S., Tyagi S., Ghani T., Mistry K., Bohr M., El-Mansy Y. // IEEE Elect. Device Lett. 2004. Vol. 25. N 4. P. 191–193.
- [2] Chien C.-Y., Chang Y.-J., Chen K.-H., Lai W.-T., George T., Scherer A., Li P.-W. // Nanotechnology. 2011. Vol. 22. N 43. P. 435 602 (6 pp.).
- [3] Horstmann M., Wei A., Kammler T. et al. // Electron Devices Meeting. 2005. IEDM Technical Digest. IEEE International. P. 233–236.
- [4] Dresselhasu M.S., Chen G., Tang M.Y., Yang R., Lee H., Wang D., Ren Z., Fleurial J., Gogna P. // Adv. Mater. 2007. Vol. 19. N 8. P. 1043–1053.

- [5] *Lai W.T., Li P.W.* // *Nanotechnology*. 2007. Vol. 18. N 14. P. 145 402 (7 pp.).
- [6] *Chien C.-Y., Chang Y.-J., Chen K.-H., Lai W.-T., George T., Scherer A., Li P.-W.* // *Nanotechnology*. 2011. Vol. 22. N 43. P. 435 602 (6 pp.).
- [7] *Chen K.H., Chien C.Y., Lai W.T., Li P.W.* // *Nanotechnology*. 2010. Vol. 21. N 5. P. 055 302 (9 pp.).
- [8] *Jovanovic V., Biasotto C., Nanver L.K., Moers J., Grützmacher D., Gerharz J., Mussler G., van der Cingel J., Zhang J.J., Bauer G., Schmidt O.G., Miglio L.* // *IEEE Electron Dev. Lett.* 2010. Vol. 31. N 10. P. 1083–1085.
- [9] *Шкляев А.А., Ичикава М.* // *УФН*. 2008. Т. 178. № 2. С. 139–169.
- [10] *Kuryliuk V., Korotchenkov O., Cantarero A.* // *Phys. Rev. B*. 2012. Vol. 85. N 7. P. 075 406 (11 pp.).
- [11] *Козырев Ю.Н., Картель М.Т., Рубежанская М.Ю., Скляр В.К., Дмитрук Н.В., Тайхерт К., Хофбер К.* // Докл. НАН Украины. 2010. № 1. С. 71–76.
- [12] *Misrachi S., Peaker A.R., Hamilton B.* // *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 1980. Vol. 13. N 10. P. 1055–1061.
- [13] *Sze S.M.* *Physics of Semiconductor Devices*. N.Y., Wiley, 1981. 869 p.
- [14] *Yasutake K., Cheng Z., Pang S.K., Rohatgi A.* // *J. Appl. Phys.* 1994. Vol. 75. N 4. P. 2048–2054.
- [15] *Stephens A.W., Aberle A.G., Green M.A.* // *J. Appl. Phys.* 1994. Vol. 76. N 1. P. 363–370.
- [16] *Podolian A., Kozachenko V., Nadtochiy A., Borovoy N., Korotchenkov O.* // *J. Appl. Phys.* 2010. Vol. 107. N 9. P. 093 706 (7 pp.).
- [17] *Munakata C., Yagi K., Warabisako T., Nanba M., Matsubara S.* // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1982. Vol. 21. N 4. P. 624–632.
- [18] *Podolian A., Nadtochiy A., Kuryliuk V., Korotchenkov O., Schmid J., Drapalik M., Schlosser V.* // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*. 2011. Vol. 95. N 2. P. 765–772.
- [19] *Daldosso N., Das G., Larcheri S., Mariotto G., Dalba G., Pavesi L., Irrera A., Priolo F., Iacona F., Rocca F.* // *J. Appl. Phys.* 2007. Vol. 101. N 11. P. 113 510 (7 pp.).
- [20] *Hasegawa S., Sakamori S., Futatsudera M., Inokuma T., Kurata Y.* // *J. Appl. Phys.* 2001. Vol. 89. N 5. P. 2598–2605.
- [21] *Rochet F., Dufour G., Roulet H., Pelloie B., Perriere J., Fogarassy E., Slaoui A., Froment M.* // *Phys. Rev. B*. 1988. Vol. 37. N 11. P. 6468–6477.
- [22] *Rodríguez A., Ortiz M.I., Sangrador J., Rodríguez T., Avella M., Prieto A.C., Torres A., Jiménez J., Kling A., Ballestreros C.* // *Nanotechnology*. 2007. Vol. 18. N 6. P. 065 702 (10 pp.).
- [23] *Zhao N.Q., Jin Y., Du X.W., Fu Y.S.* // *J. Appl. Phys.* 2007. Vol. 101. N 2. P. 026 101 (3 pp.).
- [24] *Chevillat R.A., Halas N.J.* // *Phys. Rev. B*. 1992. Vol. 45. N 8. P. 4548–4550.
- [25] *Kriza G., Mihaly G.* // *Phys. Rev. Lett.* 1992. Vol. 56. N 23. P. 2529–2532.