

Радиационная проводимость квантоворазмерных кремниевых $p^+ - n$ -переходов

© А.Н. Андронов*, Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, С.В. Робозеров*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 22 марта 1999 г.)

Электронно-лучевая диагностика используется для изучения радиационной проводимости сверхмелких кремниевых $p^+ - n$ -переходов, полученных в условиях неравновесной диффузии бора. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) радиационной проводимости впервые демонстрируются как при обратном, так и прямом смещениях кремниевого $p^+ - n$ -перехода, что стало возможным благодаря наличию самоупорядоченных поперечных квантовых ям внутри сверхмелкого p^+ -диффузионного профиля. Изменения ВАХ темнового тока в зависимости от дозы электронного облучения показывают, что формирование самоупорядоченных продольных квантовых ям внутри сверхмелких p^+ -диффузионных профилей способствует увеличению напряжения пробоя кремниевых $p^+ - n$ -переходов.

Практическое использование в рамках кремниевой планарной диффузионной технологии эффектов увлечения легирующих примесей избыточными потоками вакансий или собственных межузельных атомов, которые эффективно генерируются вблизи границы раздела Si-SiO₂, сделало возможным получение сверхмелких (5–20 нм) диффузионных профилей бора на поверхностях Si(100) и Si(111) n -типа проводимости [1]. Угловые зависимости оптически индуцированного циклотронного резонанса электронов и дырок, а также ВАХ в кристаллографически ориентированном электрическом поле показали, что сверхмелкие диффузионные p^+ -профили представляют собой различные комбинации поперечных (рис. 1, *a*) и/или продольных (рис. 1, *b*) самоупорядоченных квантовых ям n - и p -типа проводимости, которые образуются между δ -легированными барьерами ($N(B) \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$), формирующимися соответственно перпендикулярно или параллельно плоскости $p^+ - n$ -перехода в зависимости от стимулируемого механизма примесной диффузии [2,3]. Изучение ВАХ квантованной проводимости позволило обнаружить, что самоупорядоченные квантовые ямы трансформируются в продольном электрическом поле в систему динамических квантовых проволок вследствие электростатического упорядочения примесных диполей $V^+ - V^-$ с отрицательной корреляционной энергией, из которых, по данным исследований ЭПР и термоэдс, преимущественно состоят диффузионные δ -легированные барьеры [2,3]. Подобные динамические квантовые проволоки с изолированными квантовыми точками послужили основой для получения транзисторных структур, демонстрирующих различные эффекты локализации и транспорта одиночных дырок [2]. Кроме того, диффузионные сверхрешетки квантоворазмерных $p^+ - n$ -переходов (рис. 1) представляют большой интерес для создания инфракрасных кремниевых лазеров на внутризонных переходах [3,4], а также для исследований влияния самоупорядоченных наноструктур на радиационную проводимость как при

обратном, так и при прямом смещениях $p^+ - n$ -перехода, что являлось целью настоящей работы и принципиально невозможно при использовании сплошных $p^+ - n$ -переходов.

В качестве основы при получении сверхмелких $p^+ - n$ -переходов использовались пластины монокристаллического кремния (111) n -типа толщиной 350 мкм, с удельным сопротивлением $\rho \approx 90 \text{ } \Omega\text{cm}$. Предварительно

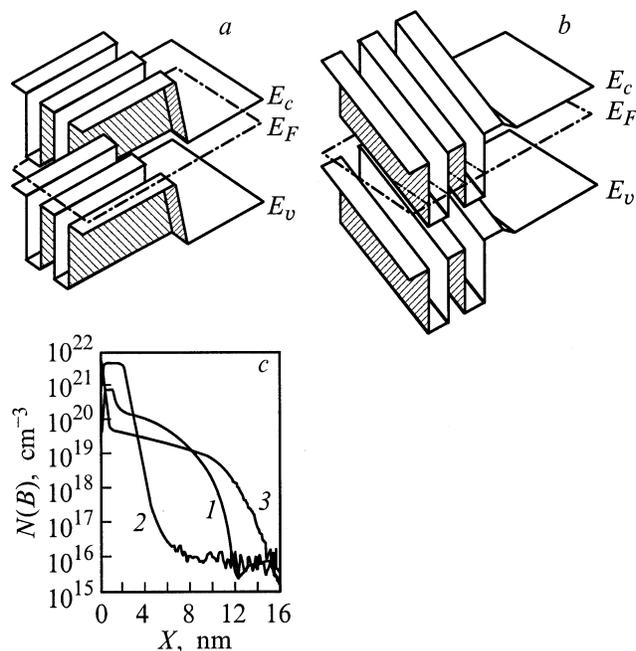


Рис. 1. Трехмерное изображение одноэлектронной зонной схемы сверхмелких $p^+ - n$ -переходов, состоящих из поперечных (*a*) и продольных (*b*) квантовых ям. *c* — профили концентрации бора в кремниевых $p^+ - n$ -переходах, полученных при температурах диффузии 800°C (1), 900°C (2) и 1100°C (3) на поверхности кремния (111), легированного фосфором в концентрации $N(P) = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

обе стороны пластины окислялись в атмосфере сухого кислорода при 1150°C , после чего с помощью фотолитографии в слое окисла на рабочей стороне пластины вскрывались круглые окна диаметром 3 мм, в которые проводилась кратковременная (4 min) диффузия бора из газовой фазы. В ходе исследований варьировались значения температуры диффузии ($800, 900$ и 1100°C) при неизменной толщине предварительно нанесенного поверхностного окисла, что позволяло моделировать условия вакансионных механизмов примесной диффузии [1,5]. Причем толщина предварительно нанесенного окисла на обеих сторонах пластин была больше $d_0 \cong 0.44 \mu\text{m}$, что стимулировало дополнительную инжекцию вакансий границей раздела Si-SiO₂ в процессе примесной диффузии [1]. Кроме того, высокий уровень концентрации неравновесных вакансий, ответственных за эффекты увлечения легирующей примеси, обеспечивался в процессе диффузии добавочной подпиткой боросодержащей газовой фазы сухим кислородом и хлористыми соединениями. На завершающей стадии технологического процесса по периметру окон и с обратной стороны пластин формировались омические контакты. Профили концентрации легирующей примеси измерялись с помощью масс-спектрометрии вторичных ионов (рис. 1, с) [6].

При температурах диффузии $T_{\text{diff}} = 800^\circ\text{C}$ бор проникает в кремний вследствие увлечения примесных атомов вакансиями кремния, тогда как при $T_{\text{diff}} = 1100^\circ\text{C}$ примесная диффузия стимулируется за счет обменного взаимодействия легирующей примеси с собственными межузельными атомами кремния (kick-out (КО) диффузионный механизм) [5]. В обоих случаях наблюдается ускорение процесса примесной диффузии (кривые 1 и 3 на рис. 1, с). Резкое торможение диффузии бора наблюдается при температуре диффузии $T_{\text{diff}} = 900^\circ\text{C}$ (кривая 2 на рис. 1, с) в области паритета вышеуказанных диффузионных механизмов вследствие интенсивной аннигиляции собственных межузельных атомов и вакансий вблизи рабочей поверхности кремниевой пластины [1–3]. Форма диффузионных профилей, полученных в условиях кратковременной неравновесной диффузии, отлична от классической. Причем сверхрезкие профили бора формируются как в случае подавления примесной диффузии, так и при ее ускорении, что идентифицирует наличие фрактального механизма диффузионного легирования в условиях сильного взаимодействия потоков примеси и собственных дефектов, интенсивность которого определяется формой деформационного потенциала на поверхности раздела Si-SiO₂ [1,5].

Малая глубина диффузионного p^+ -профиля (5–20 нм) в сверхмелких кремниевых p^+ - n -переходах определяет целесообразность использования для исследования радиационной проводимости сфокусированного электронного луча, зондирующего приповерхностную область электронами малых и средних энергий [7]. Изменяя энергию электронного луча (E_p) в диапазоне от 0.1 до 3.0 keV, можно плавно варьировать глубину зондирования от 2 до 250 нм [7]. Для того чтобы отделить навес-

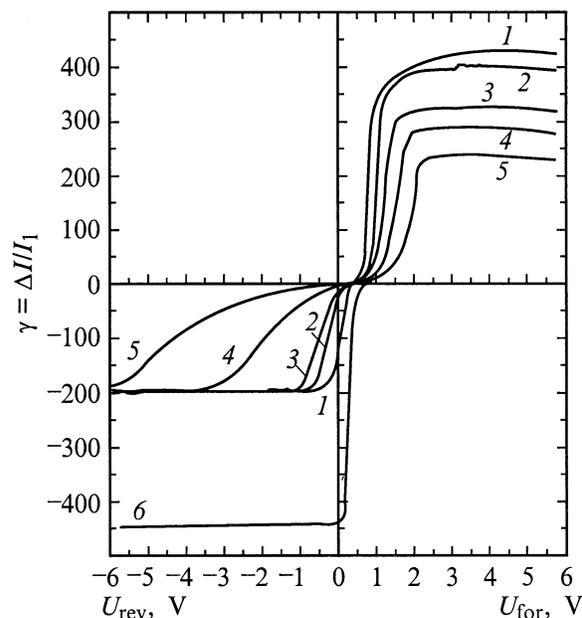


Рис. 2. ВАХ коэффициента радиационной проводимости γ p^+ - n -переходов, полученных при температурах диффузии 800 и 900°C на поверхности кремния (111), легированного фосфором в концентрации $N(\text{P}) = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$: $\gamma = \Delta I / I_1$, где $\Delta I = I - I_1$, I — радиационный ток; 1–5 — $T_{\text{diff}} = 800^\circ\text{C}$; первичный ток I_1 , μA : 1 — 0.5, 2 — 1.0, 3 — 1.9, 4 — 5.0, 5 — 10; 6 — $T_{\text{diff}} = 900^\circ\text{C}$; первичный ток $I_1 = 1.0 \mu\text{A}$.

денный ток от темнового, измерения ВАХ коэффициента радиационной проводимости проводились при синусоидальной модуляции первичного потока электронов с частотой 1 kHz. Контрольные опыты при использовании постоянного тока подтвердили, что при таких частотах уже успевает установиться стационарное значение коэффициента радиационной проводимости γ [7].

На рис. 2 представлены ВАХ радиационной проводимости сверхмелких p^+ - n -переходов, сформированных при низких температурах диффузии бора на поверхности монокристаллических пластин кремния (111) n -типа проводимости. ВАХ радиационной проводимости p^+ - n -перехода, полученного при температуре диффузии $T_{\text{diff}} = 900^\circ\text{C}$, наблюдается только при его обратном смещении. Причем коэффициент радиационной проводимости γ не зависит ни от первичного тока, ни от напряжения смещения. При прямом смещении ток радиационной проводимости резко падает до нуля вследствие интенсивной рекомбинации неравновесных носителей на границе p^+ - n -перехода (кривая 6 на рис. 2).

Неожиданный результат был получен при регистрации ВАХ радиационной проводимости p^+ - n -перехода, сформированного при температуре диффузии $T_{\text{diff}} = 800^\circ\text{C}$. В этом случае радиационная проводимость регистрируется как при обратном, так и при прямом смещении p^+ - n -перехода и не уменьшается даже при протекании через открытый диод тока проводимости порядка 10 мА,

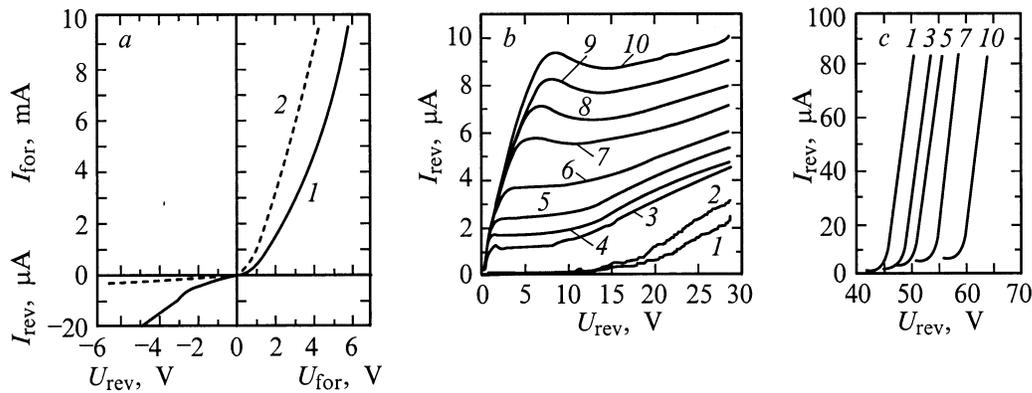


Рис. 3. ВАХ $p^+ - n$ -переходов, полученных при температурах диффузии 800°C (*a*) и 900°C (*a, b, c*) на поверхности кремния (111), легированного фосфором в концентрации $N(\text{P}) = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. *a* — исходные ВАХ: 1 — $T_{\text{diff}} = 800^\circ\text{C}$; 2 — $T_{\text{diff}} = 900^\circ\text{C}$; *b, c* — обратные ветви ВАХ после облучения электронным пучком с энергией 2 keV; *c* — выделенная область пробоя $p^+ - n$ -перехода. Доза облучения $\Phi \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-2}$: 1 — 3, 2 — 6.6, 3 — 8.2, 4 — 9.4, 5 — 12.6, 6 — 14.4, 7 — 16.0, 8 — 17.2, 9 — 22.0, 10 — 28.4.

что свидетельствует о значительном возрастании времени жизни возбужденных носителей (кривые 1–5 на рис. 2). Подобное снижение эффективности рекомбинации, по-видимому, могло быть обусловлено пространственным разделением потоков электронов и дырок из-за наличия самоупорядоченных поперечных квантовых ям (рис. 1, *a*). Исследования угловых зависимостей циклотронного резонанса электронов и дырок, а также кристаллографически зависимой дырочной проводимости показали [2,3], что p^+ -диффузионные профили, полученные при доминировании вакансионных диффузионных механизмов ($T_{\text{diff}} = 800^\circ\text{C}$), действительно состоят из поперечных квантовых ям, в то время как продольные квантовые ямы были обнаружены внутри кремниевых $p^+ - n$ -переходов, реализованных в условиях паритета КО и вакансионных механизмов примесной диффузии, который достигается при $T_{\text{diff}} = 900^\circ\text{C}$ (рис. 1, *b*). Наличие поперечных квантовых ям приводит к снижению темнового тока (кривая 1 на рис. 3, *a*) из-за возникновения естественных каналов для неосновных носителей (рис. 1, *a*), но в то же время способствует пространственному разделению возбужденных электронов и дырок поперек плоскости $p^+ - n$ -перехода. Поэтому радиационная проводимость $p^+ - n$ -переходов, содержащих самоупорядоченные поперечные квантовые ямы, может быть зарегистрирована как при прямом, так и при обратном напряжениях (кривые 1–5 на рис. 2). Потенциальный рельеф, вносимый поперечными квантовыми ямами и ответственный за подобное пространственное разделение электронов и дырок, может сглаживаться с ростом тока в результате омического падения на границе $p^+ - n$ -перехода, что наиболее ярко должно проявиться в структурах с высокоомной подложкой. Действительно, при прямом смещении $p^+ - n$ -перехода наблюдается уменьшение γ с ростом первичного тока I_1 , начиная с таких значений, при которых ток возбужденных носителей ΔI становится сравнимым с темновым током, что

отражает усиление процессов их рекомбинации (рис. 2). В то же время при обратном смещении $p^+ - n$ -перехода, в отсутствие тока основных носителей, коэффициент радиационной проводимости не зависит от первичного тока, который влияет лишь на значение напряжения, соответствующего выходу ВАХ радиационной проводимости на насыщение (кривые 1–5 на рис. 2).

Сверхмелкие кремниевые $p^+ - n$ -переходы, состоящие из продольных квантовых ям, характеризуются низкими темновыми токами (кривая 2 на рис. 3, *a*) вследствие наличия естественных потенциальных барьеров для неосновных носителей (рис. 1, *b*). Однако в этом случае не происходит пространственного разделения возбужденных электронов и дырок поперек плоскости $p^+ - n$ -перехода, что приводит к резкому исчезновению радиационной проводимости при прямом смещении $p^+ - n$ -перехода (кривая *b* на рис. 2). Важным фактором, сопровождающим формирование самоупорядоченных продольных квантовых ям, является возникновение внутреннего продольного электрического поля (рис. 1, *b*), которое, по данным исследований циклотронного резонанса и ВАХ квантованной проводимости [2,3], обусловлено флуктуациями в распределении легирующей примеси на их границах и способствует пространственному разделению электронов и дырок вдоль плоскости $p^+ - n$ -перехода. В условиях генерации неравновесных электронов и дырок электронным пучком внутреннее электрическое поле может постепенно усиливаться, что объясняет рост темнового тока и напряжения пробоя при увеличении дозы облучения (рис. 3, *b* и *c*).

Таким образом, электронное облучение было использовано для исследования ВАХ радиационной проводимости самоупорядоченных квантовых ям, спонтанно формирующихся в процессе получения сверхмелких кремниевых $p^+ - n$ -переходов в условиях неравновесной примесной диффузии. ВАХ радиационной проводимости

обнаружена как при обратном, так и прямом смещении $p^+ - n$ -перехода, состоящего преимущественно из поперечных квантовых ям, которые стимулируют пространственное разделение неравновесных электронов и дырок перпендикулярно плоскости $p^+ - n$ -перехода, тогда как наличие продольных квантовых ям внутри сверхмелких диффузионных p^+ -профилей способствует генерации радиационной проводимости только при обратном смещении $p^+ - n$ -перехода вследствие пространственного разделения электронов и дырок вдоль плоскости $p^+ - n$ -перехода.

Данная работа выполнена в рамках проектов, поддержанных ФТНС (проект № 97-1040), ПТУМНЭ (проект № 02.04.301.89.5.2), и Федеральной программы "Интеграция" (проект № 75:2.1).

Список литературы

- [1] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A. Naeser. Def. Diffusion Forum **143–147**, 1003 (1997).
- [2] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, W. Gehlhoff. Superlattices and Microstructures **23**, 6, 1333 (1998).
- [3] N.T. Bagraev, E.I. Chaikina, L.E. Klyachkin, I.I. Markov, W. Gehlhoff. Superlattices and Microstructures **23**, 2, 338 (1998).
- [4] N.T. Bagraev, E.I. Chaikina, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, I.I. Markov, A.M. Malyarenko. Solid State Electronics **42**, 7–8, 1199 (1998).
- [5] W. Frank, U. Gosele, H. Mehrer, A. Seeger. Diffusion in Crystalline Solids. Academic Press (1984). P. 63.
- [6] P.S. Zalm. Rep. Prog. Phys. **58**, 1321 (1995).
- [7] А.Н. Андронов, Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, С.В. Робозеров. ФТП **32**, 2, 137 (1998).