

# Туннелирование электронов через двойной барьер в структуре металл–окисел–кремний при обратном смещении

© Г.Г. Карева<sup>†</sup>, М.И. Векслер\*, И.В. Грехов\*, А.Ф. Шулекин\*

Научно-исследовательский институт физики Санкт-Петербургского государственного университета, 198504 Санкт-Петербург, Россия

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

(Получена 27 декабря 2001 г. Принята к печати 28 декабря 2001 г.)

Изучается комплекс эффектов в МОП структурах металл/туннельно-тонкий  $\text{SiO}_2/p^+\text{-Si}$ , связанных с туннелированием электронов из валентной зоны объема Si в металл через два последовательно расположенных туннельно-прозрачных барьера: барьер обедненной области пространственного заряда Si и барьер  $\text{SiO}_2$  с возможным промежуточным участием квантовой ямы, образованной зоной проводимости Si. В рамках простой модели, учитывающей данный механизм токопереноса, рассчитаны вольт-амперные характеристики структур для режима чистого обеднения, т.е. в пренебрежении зарядом инверсионного слоя. Обсуждена связь параметров структуры — уровня легирования  $p\text{-Si}$ , толщины окисла — с относительной ролью токов нерезонансного и резонансного (через размерно-квантованные уровни в зоне проводимости Si) туннелирования в балансе токов в МОП структуре. Сформулированы условия, наиболее благоприятные для наблюдения резонансных эффектов.

## 1. Введение

В работе [1] сообщалось об экспериментальном наблюдении ступеней и пиков на вольт-амперных характеристиках структур металл/ $\text{SiO}_2/p^+\text{-Si}$  ( $N_A \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $d_{\text{ox}} \approx 3 \text{ нм}$ ), которые связывались с резонансно-туннельным переносом электронов по пути валентная зона Si–дискретные уровни в квантовой яме в зоне проводимости Si–металл.

Интерес к изучению такого рода особенностей электрических характеристик туннельных МОП структур на относительно сильно легированном кремнии имеет две различные причины. Во-первых, толщина подзатворного диэлектрика в современных полевых транзисторах может уже составлять менее 3 нм [2], а уровень легирования в канале более  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , так что комплексное исследование самых различных аспектов функционирования туннельных МОП структур с соответствующими параметрами приобретает большую практическую важность. Во-вторых, наличие описанных выше особенностей позволяет при определенных условиях рассматривать МОП структуру как резонансно-туннельную наноструктуру, в результате чего спектр ее свойств и перспективы применения значительно расширяются.

Необходимым этапом в исследовании туннелирования электронов через двойной барьер (сначала в обедненном слое в Si, затем через  $\text{SiO}_2$ , возможно с промежуточным попаданием в квантовую яму зоны проводимости Si) является систематизация эффектов, связанных с таким типом переноса, а также требований к параметрам структур, выполнение которых позволяет наблюдать данные эффекты. Этому и посвящена настоящая работа. Мы ограничимся здесь анализом режима обеднения без учета накопления электронов в квантовой яме.

## 2. Возможные эффекты и формальные условия их наблюдения

В МОП структуре на базе  $p^+\text{-Si}$  могут иметь место следующие эффекты (рис. 1), связанные с туннельным переносом электронов в запрещенной зоне Si:

— нерезонансное туннелирование (НТ) электронов из объема Si через туннельно-прозрачные барьеры области пространственного заряда (ОПЗ) Si и диэлектрика (рис. 1, *a*);

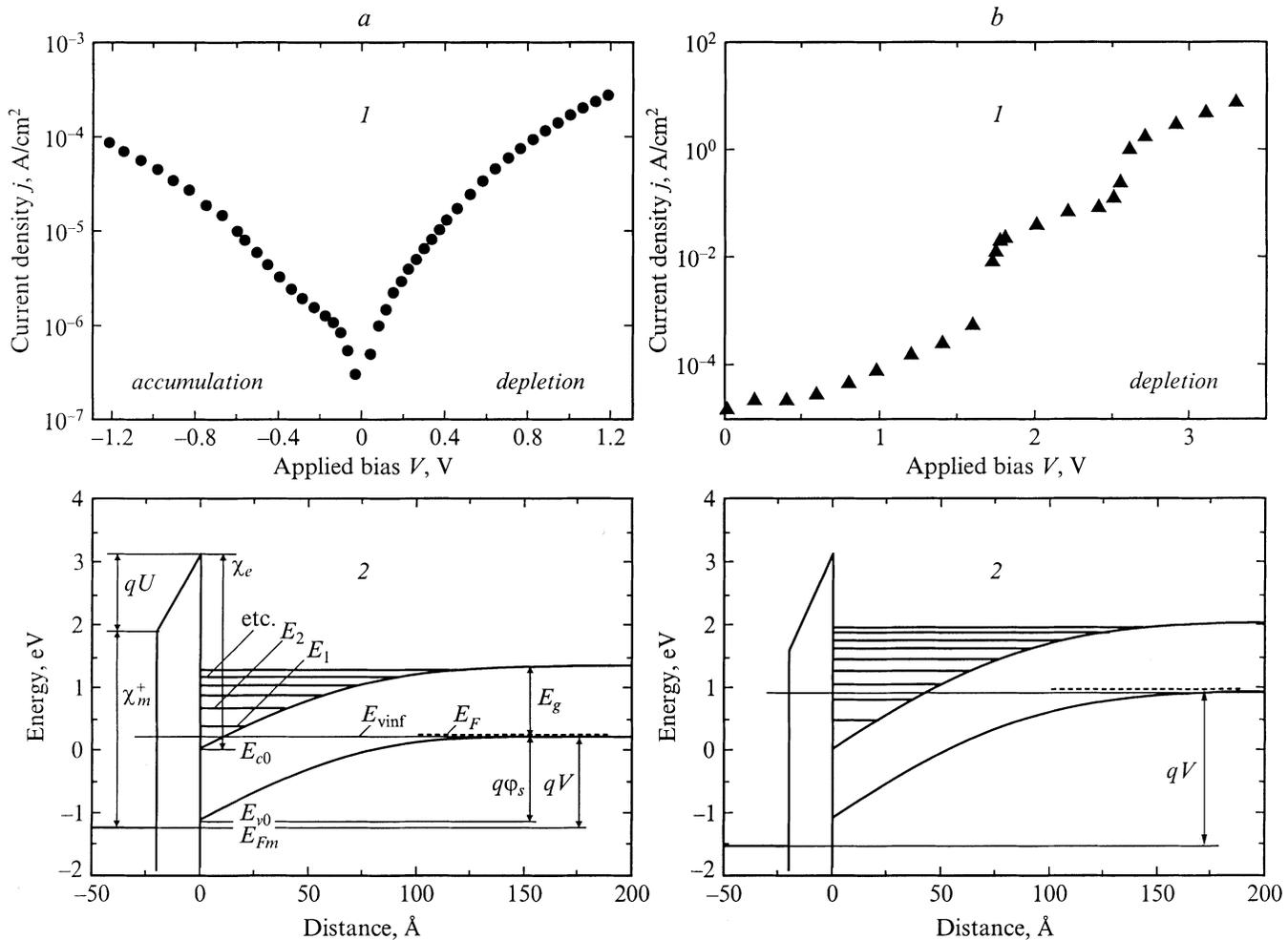
— резонансное туннелирование (РТ) электронов из объема Si через двойной барьер (ДБ) с подключением размерно-квантованных дискретных уровней ОПЗ Si, находящихся в квантовой яме, расположенной между этими двумя барьерами. В проведенных до сих пор экспериментах РТ проявлялось появлением участка быстрого роста тока при подключении каждого очередного квантового уровня к токопереносу (рис. 1, *b*) [1];

— РТ электронов из металла, которое обуславливает возникновение пика тока в момент совпадения одного из уровней квантовой ямы, лежащих энергетически ниже уровня Ферми металла, с краем валентной зоны толщи Si [1];

— попадание туннелирующих электронов в зону проводимости Si и накопление их в квантовой яме, что, по-видимому, может несколько увеличить напряжения, соответствующие наступлению резонансов, не изменяя качественной картины.

Первые два механизма туннелирования — нерезонансный и резонансный перенос электронов из объема Si в металл — ответственны за большую величину обратных токов и приближают величины токов в запиорном направлении к величинам в пропускном. Эти два механизма будут далее рассмотрены более подробно.

<sup>†</sup> E-mail: galina.kareva@pobox.spbu.ru



**Рис. 1.** Вольт-амперные характеристики структуры Al/SiO<sub>2</sub>/p<sup>+</sup>-Si (111) при  $N_A = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  и  $d_{ox} \approx 2.5 \text{ nm}$  в прямом и обратном направлении (a-1, b-1) и соответствующие зонные диаграммы (в масштабе) для структуры Al/SiO<sub>2</sub>/p<sup>+</sup>-Si с  $N_A = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  и  $d_{ox} \approx 2.0 \text{ nm}$  (a-2, b-2): a — при низких напряжениях, обеспечивающих только нерезонансное туннелирование электронов через двойной барьер,  $V < 1.5 \text{ В}$ ; b — при более высоких напряжениях  $V > 1.8 \text{ В}$ , обеспечивающих резонансное туннелирование электронов наряду с нерезонансным.

Очевидно, что описанный выше ДБ существует в любой МОП структуре и во всех ее режимах, кроме ситуации плоских зон. Иными словами, если отрешиться от количественной стороны при исследовании, например, обмена электронами между валентной зоной Si и металлом, то именно  $E_{vinf}$ , а не  $E_{v0}$  (рис. 1, a) должно быть верхним пределом рассматриваемых энергий.

Для РТ из Si необходимо, чтобы по крайней мере один из уровней квантовой ямы совпадал или лежал энергетически ниже, чем край валентной зоны толщи кремния  $E_{vinf}$ . При приложении достаточно большого обратного смещения  $V$  данное условие можно выполнить при любых  $N_A$  и  $d_{ox}$ . В толстых структурах, казалось бы, этому мешает малая величина изгиба зон  $q\phi_s$ , так как практически все приложенное напряжение  $V$  падает на диэлектрике [3]. Но при увеличении  $V$  растет ток в металл, и, как только этот рост не сможет компенсировать термогенерация,  $q\phi_s$  станет достаточно большим.

Для РТ из металла хотя бы основной уровень в квантовой яме  $E_1$  в момент его совпадения с  $E_{vinf}$  должен оказаться равен или ниже энергии  $E_{Fm}$ . Анализ показывает, что данное условие не может быть выполнено в системе Al/SiO<sub>2</sub>/Si при отсутствии заряда на границе раздела Si/SiO<sub>2</sub>: уровень  $E_1$  лежит всегда выше  $E_{Fm}$ . Однако можно представить себе структуру с очень малой работой выхода металла или же структуру с сильно положительно заряженной границей раздела, в которой требуемые условия смогли бы быть реализованы.

Упомянутое выше накопление электронов в квантовой яме происходит всегда, даже если термогенерация не может обеспечить поддержания инверсного слоя ( $d_{ox} < 3.5 \text{ nm}$ ) и структура бездефектная (нет срыва туннелирования). Дело в том, что каждый туннелирующий электрон дает вклад  $q|\psi(z)|^2$  в двумерную плотность заряда ( $\psi$  — волновая функция,  $z$  — направление

туннелирования). Возникает своего рода аналог ситуации с током, ограниченным пространственным зарядом. Последнее имеет место и в традиционных резонансно-туннельных диодах [4,5].

### 3. Описание полуколичественной модели

Из проведенного качественного обзора не вырисовывается каких-либо определенных ограничений, и РТ, и НТ могут играть роль в любой структуре. Для расчета вольт-амперных характеристик и для оценки параметров МОП структуры, при которых они существенны, была разработана и использована нижеописанная модель.

В рамках модели принимается, что прибор находится в режиме обеднения, а накопление электронов в квантовой яме не рассматривается. Туннельная МОП структура и так является достаточно сложным объектом, и мы решили пока не анализировать накопление заряда, тем более что его самосогласованный (как в [5]) учет мог бы обесцениться при использовании упрощенных формул для туннелирования.

Уровни энергии в квантовой яме  $E_i$  и времена жизни для них  $\tau_i$  могут быть найдены квазиклассическим методом (из соотношения  $2 \int p_z dz \approx (i - 1/4)\hbar$ ,  $\tau = 2 \int v_z^{-1} dz$ , где  $p_z$  — импульс,  $v_z$  — скорость), что для режима обеднения приводит к аналитическим выражениям:

$$w \sqrt{w^2 - a^2} - a^2 \ln \frac{w + \sqrt{w^2 - a^2}}{a} = \left(i - \frac{1}{4}\right) \frac{\alpha \hbar}{(2m_{n,z})^{1/2}},$$

$$\tau_i^n = \frac{\sqrt{2m_{n,z}} \alpha}{2} \ln \frac{w + \alpha(E_i^n)^{1/2}}{w - \alpha(E_i^n)^{1/2}}, \quad (1)$$

где  $w$  — ширина обедненной области,  $m_{n,z}$  — масса электрона в направлении туннелирования, а

$$a^2 = w^2 - \frac{2E_i^n \varepsilon_0 \varepsilon_s}{q^2 N_A}, \quad \alpha = \left(\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_s}{q^2 N_A}\right)^{1/2}. \quad (2)$$

Дополнительный индекс  $n$  ( $n = he, le$ ) вводится для различия подсистем уровней тяжелых и легких электронов. Кратности вырождения для Si(100):  $\nu_{he} = 2$ ,  $\nu_{le} = 4$ ; для Si(111):  $\nu_{he} = 6$ ,  $\nu_{le} = 0$ . Основной уровень  $E_1$  всегда отвечает „тяжелой“ подсистеме ( $E_1 = E_1^{he}$ ). Примеры зонных диаграмм с уровнями для Si(111) приведены на рис. 1.

Уровни энергии — это уровни величины  $(E - E_\perp)$ , которая — применительно к яме — обычно обозначается  $E_z$ . Здесь  $E$ ,  $E_z$  и  $E_\perp$  — соответственно полная энергия частицы и ее компоненты в направлении туннелирования и в перпендикулярной ему плоскости. Обозначение  $E_i^n$  или  $E_i$  (вместо  $E_{z,i}^n$ ) применяется для

краткости. Ток через структуру состоит из четырех компонент:

$$j = j_{v0} + j_{vdt} + j_{vrez} + j_{c0}, \quad (3)$$

где  $j_{v0}$  и  $j_{c0}$  — токи туннелирования электронов из валентной зоны и зоны проводимости Si только через SiO<sub>2</sub>, а  $j_{vdt}$  и  $j_{vrez}$  — токи НТ и РТ через ОПЗ и окисел. Выражение для  $j_{c0}$  хорошо известно и приведено, например, в [6]; реально  $j_{c0}$  ограничивается током термогенерации.

При практических расчетах вычисление  $j_{v0}$  и  $j_{vdt}$  можно объединить:

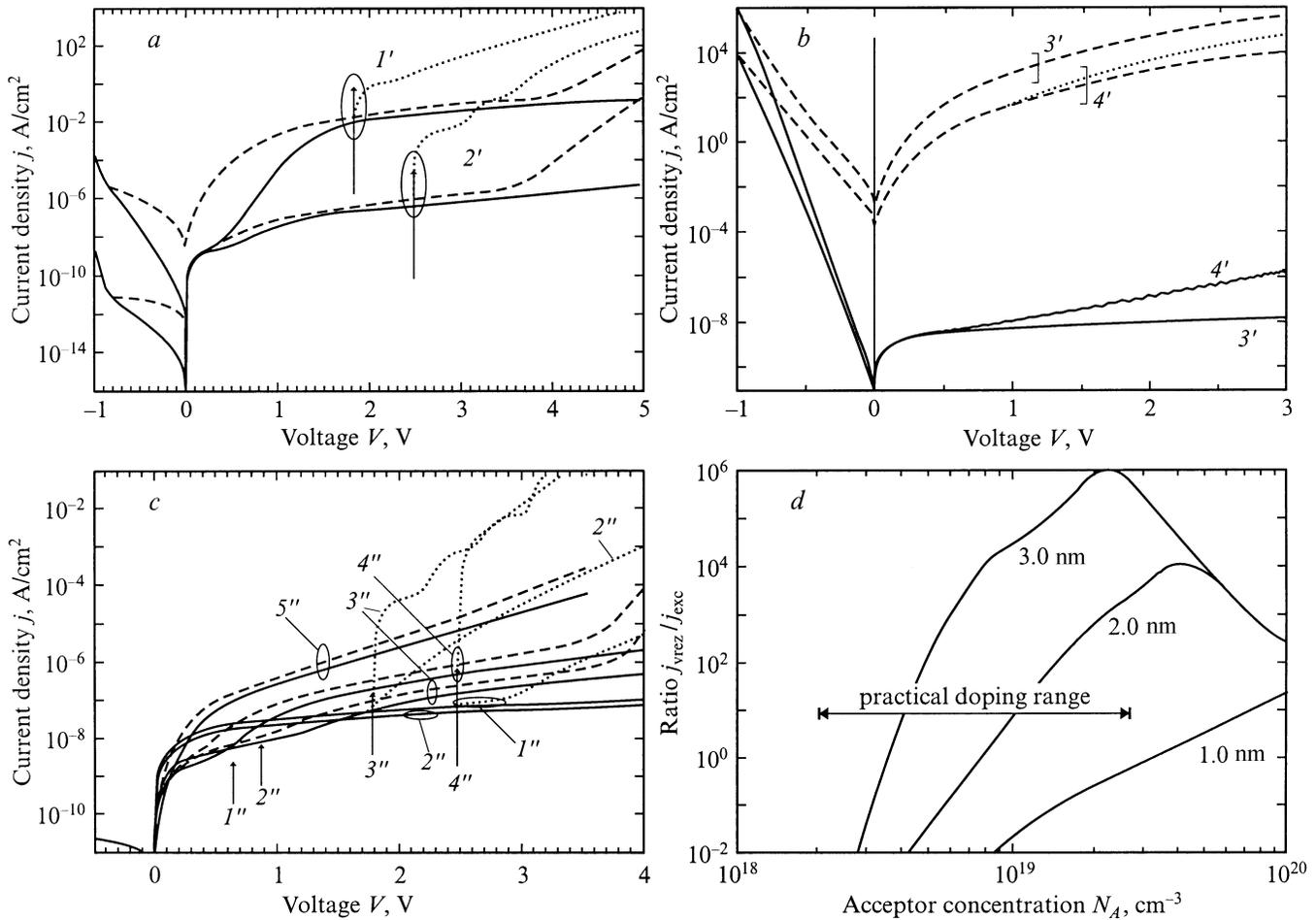
$$j_{v0} + j_{vdt} = \frac{4\pi q}{h^3} \sum_{p,n} \left( m_{p,\perp} \frac{v_n}{6} \int_{-\infty}^{E_{vinf}} (f_P(E) - f_M(E)) \times \int_0^{E_{vinf}-E} T_{ox}(E - E_\perp) T_s^{p,n}(E, E_\perp) dE_\perp dE \right). \quad (4)$$

При этом в качестве вероятности „двойного“ туннелирования используется произведение вероятностей туннелирования  $T_{ox} \cdot T_s$  через SiO<sub>2</sub> и Si в отдельности. Величина  $T_s$  зависит от  $E$  и  $E_\perp$  [3], в то время как  $T_{ox}$  — только от разности  $E - E_\perp$ . При вычислении  $T_{ox}$  принимается, что электроны взаимодействуют всегда с зоной проводимости окисла. В качестве энергетических пределов по  $E$  берутся  $-\infty$  и  $E_{vinf}$  (см. рис. 1, а), а по  $E_\perp$  — нуль и  $E_{vinf} - E$ . Через  $f_P(E)$  и  $f_M(E)$  обозначены функции Ферми для толщи полупроводника и металла. Суммирование охватывает легкие и тяжелые электроны и дырки (различение необходимо, так как  $T_s$  зависит от массы  $2(m_{n,z}^{-1} + m_{p,z}^{-1})^{1/2}$  [3]). Основной вклад в ток дает туннелирование из подзоны легких дырок.

Если нужно отдельно вычлнить  $j_{v0}$ , то  $E_{vinf}$  в формуле (4) следует заменить через  $E_{v0}$  (при этом, естественно,  $T_s \equiv 1$ ). Именно в таком виде записывается ток между металлом и валентной зоной кремния без учета „двойного“ туннелирования. Резонансная компонента представляет собой сумму токов через уровни (для каждого уровня — пиковое значение  $T_{max}$ , умноженное на ширину максимума  $\Delta E_i$ ):

$$j_{vrez} = \frac{4\pi q}{h^3} \sum_{p,n} \left( m_{p,\perp} \frac{v_n}{6} \sum_{i=1,2,\dots} T_{max}^{p,n,i} \Delta E_i^{p,n} \times \int_0^{1/2(E_{vinf}-E_i^n)} (f_P(E_i^n + E_\perp) - f_M(E_i^n + E_\perp)) \times \exp(-\lambda E_\perp) dE_\perp \right). \quad (5)$$

Верхний предел в интеграле (5) учитывает сохранение  $E_\perp$ . Ему, однако, не следует приписывать преувеличенную роль, так как ввиду малости величины  $\lambda = 2\pi E_g^{1/2} (q\hbar F(E))^{-1} (m_{n,z}^{-1} + m_{p,z}^{-1})^{-1/2}$  ( $F$  — среднее



**Рис. 2.** (a–c) — расчетные вольт-амперные характеристики структур Al/SiO<sub>2</sub>/p<sup>+</sup>-Si (111): сплошные кривые  $j_{v0} + j_{c0}$ , пунктирные  $j_{vdt} + j_{v0} + j_{c0}$ , точечные  $j_{vrez} + j_{vdt} + j_{v0} + j_{c0}$ . (a–b)  $N_A = 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, толщина окисла  $d_{ox}$ , нм: 1' — 2.0, 2' — 3.0, 3' — 0.1, 4' — 0.5; (c)  $d_{ox} = 3$  нм, уровень легирования  $N_A$ , см<sup>-3</sup>: 1'' —  $5 \cdot 10^{17}$ , 2'' —  $10^{18}$ , 3'' —  $5 \cdot 10^{18}$ , 4'' —  $10^{19}$ , 5'' —  $5 \cdot 10^{19}$ . Стрелками на (a, c) обозначены напряжения  $V$ , соответствующие условию  $E_1 = E_{vinf}$  для указанных значений  $N_A$ ,  $d_{ox}$ . (d) — рассчитанное отношение резонансного тока  $j_{vrez}$  к избыточному току  $j_{exc} = j_{v0} + j_{c0} + j_{vdt}$  в момент выполнения условия  $E_1 = E_{vinf}$ .

поле для электрона с энергией  $E = E_i^n + E_{\perp}$  при его туннелировании в Si) только частицы с малым  $E_{\perp}$  способны преодолеть барьер. Поэтому даже замена предела на  $+\infty$  вызывает лишь незначительные изменения.

Как следует из приведенного анализа, вероятность туннелирования в максимуме составляет

$$T_{\max}^{p,n,i} = T_{ox}(E_i^n) T_s^{p,n}(E_i^n, 0) \frac{1}{(1 - b_i^{p,n})^2},$$

$$b_i^{p,n} = \sqrt{1 - T_{ox}(E_i^n)} \sqrt{1 - T_s^{p,n}(E_i^n, 0)}, \quad (6)$$

а ширина уровня

$$\Delta E_i^{p,n} = \frac{2\hbar}{\tau_i^n} \sqrt{-2 + \frac{1}{b_i^{p,n}} + b_i^{p,n}}. \quad (7)$$

Во всех интересных случаях  $\Delta E_i^{p,n}$  значительно меньше энергетической разницы между соседними уровнями ( $E_i^{n+1} - E_i^n$ ). Рассчитанные на основе данной модели вольт-амперные характеристики МОП структур обсуждаются в следующем разделе.

## 4. Практические условия наблюдения эффектов

Очевидно, что экспериментальное изучение туннелирования через ДБ может быть осложнено, если окажется, что:

— вероятность туннелирования через окисел слишком мала;

— вероятность туннелирования в полупроводнике слишком мала;

— необходимый режим не может быть реализован из-за деградации структуры;

— ток  $j_{vdt}$  не мал, но не заметен на фоне токов  $j_{v0} + j_{c0}$ ;

— ток  $j_{vrez}$  не заметен на фоне  $j_{v0} + j_{c0} + j_{vdt}$  (в теории резонансного туннелирования указанная сумма носит название избыточного тока).

Проведенный расчет позволяет ответить на вопрос о том, как уйти от этих проблем за счет разумного выбора

параметров структуры (рис. 2). Толстые структуры, в которых значения  $T_{ox}$  малы, здесь не изучаются, так как в таких структурах формировался бы инверсный слой, наличие которого не учтено в модели. Поэтому во всех случаях  $d_{ox} < 3.5$  нм, и, таким образом, по формальным причинам вопрос о слишком малой вероятности туннелирования через окисел снят.

На вероятность туннелирования в ОПЗ Si через его запрещенную зону  $T_s$  решающее влияние оказывает уровень легирования материала  $N_A$ . При  $N_A < 5 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  поля в ОПЗ и вероятность  $T_s$  в разумных режимах ( $V$  — единицы вольт) настолько малы, что туннельные токи ( $j_{vdt}$ ,  $j_{vrez}$ ) практически не текут. Однако и при больших  $N_A$  — примерно до  $5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  — электроны из валентной зоны с энергиями вблизи  $E_{vinf}$  почти не в состоянии туннелировать: барьер в удаленном от интерфейса конце ОПЗ для них слишком велик. Вследствие этого моменты выполнения условия резонансов  $E_i = E_{vinf}$  могут быть не видны на вольт-амперных кривых (см. далее).

Пробой SiO $_2$  при поле в нем  $\approx 2 \cdot 10^7$  В/см ограничивает  $N_A$  сверху — применительно к РТ — на уровне  $3 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$ : при большем легировании уже при напряжении  $V$ , отвечающем режиму  $E_1 = E_{vinf}$ , окисел деградирует. Нижний же „деградационный“ предел  $N_A$  составляет  $2 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  и связан с лавиной в Si. Фон, на котором можно увидеть или не увидеть  $j_{vdt}$ , создается в основном за счет  $j_{v0}$  (ток  $j_{c0}$  мал). Пока  $E_{v0} < E_{Fm}$ , т.е.  $qU < E_g + \chi_e - \chi_m^+$ , ток  $j_{v0}$  также близок к нулю, ввиду заполнения квантовых состояний с энергиями ниже  $E_{v0}$  по обе стороны окисла. При увеличении  $V$  напряжение  $U$  нарастает, но параллельно растет и  $q\phi_s$ , что осложняет формирование компоненты  $j_{v0}$ . Для заданного смещения  $V$  увеличение  $N_A$  и(или)  $d_{ox}$  вызывает рост  $U$  и снижение  $q\phi_s$ , т.е. создает более благоприятные условия для протекания  $j_{v0}$ . В связи с последним отметим кажущийся парадоксальным результат: при одном и том же легировании ( $N_A = 10^{19}$  см $^{-3}$ ) обратный ток без учета туннелирования в полупроводнике не уменьшается, а растет с ростом  $d_{ox}$  в некотором диапазоне толщины (ср. рис. 2, *b*, 2, *a*).

Относительно большой вклад  $j_{vdt}$  в полный ток следует ожидать для минимальной толщины  $d_{ox}$ . Что же касается легирования, то при любой толщине  $d_{ox}$  его повышение способствует росту  $j_{vdt}$  за счет увеличения  $T_s$ , но при этом растет и  $j_{v0}$ . В итоге компонента  $j_{vdt}$  имеет колоссальное значение при  $N_A \approx 10^{19}$  см $^{-3}$  и  $d_{ox} \rightarrow 0$  (рис. 2, *b*), и ее учет позволяет при расчете получить большие обратные токи в соответствии с экспериментом, а при большем  $N_A$  ее роль несколько нивелируется.

Ответ на вопрос об относительной роли резонансной компоненты в сравнении с избыточным током дает рис. 2, *a-c*. На рис. 2, *d* представлено примерное отношение тока  $j_{vrez}$  к величине  $j_{c0} + j_{v0} + j_{vdt}$  в момент появления первого резонанса ( $E_1 = E_{vinf}$ ). Ток  $j_{vrez}$  оценивался как один член формулы (5), отвечающий

$p = lh$ ,  $n = he$ ,  $i = 1$ , с верхним пределом в интеграле, равным  $+\infty$ . Вклад  $j_{vrez}$  в полный ток растет с ростом  $d_{ox}$ . Далее, на рис. 2, *c* видно, что резонансы не всегда проявляются наличием четких ступеней. При  $N_A < 5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  они дают просто дополнительный более или менее монотонный вклад в полный ток  $j$ . При этом влияние резонансов начинается при более высоком напряжении  $V$ , чем в момент  $E_1 = E_{vinf}$ . Таким образом, диапазон легирования Si, в котором резонансные эффекты должны наблюдаться именно так, как на рис. 1, *b*, достаточно узок и составляет, скажем, для  $d_{ox} = 3$  нм не более порядка ( $5 \cdot 10^{18} - 3 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$ ). Проблем с разрешением по напряжению в этом диапазоне не возникает, так как разница в напряжениях  $V_2 - V_1$ , соответствующих ситуациям  $E_2 = E_{vinf}$  и  $E_1 = E_{vinf}$ , составляет доли вольта.

## 5. Заключение

Исследованы условия обнаружения резонансного и нерезонансного туннелирования электронов из валентной зоны объема Si в металл через двойной барьер, образованный последовательно расположенными туннельно-прозрачными барьерами области пространственного заряда полупроводника и диэлектрика с участием квантовой ямы, содержащей размерно-квантованные дискретные уровни и образованной зоной проводимости полупроводника в структурах металл/SiO $_2$ /p $^+$ -Si. Разработана простая модель, учитывающая описанный механизм переноса, на основе которой рассчитаны вольт-амперные характеристики МОП структур ( $d_{ox} < 3.5$  нм) для режима чистого обеднения. Показано, что нерезонансное туннелирование существенно при  $N_A > 5 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ . Особая роль в обеспечении протекания принадлежит ему при  $N_A \approx 10^{19}$  см $^{-3}$  и минимальной ( $d_{ox} \rightarrow 0$ ) толщине окисла. Продемонстрировано, что наличие резонансного переноса не всегда должно приводить к появлению ступеней тока. Так, при  $d_{ox} = 3$  нм резонансы проявляются в диапазоне  $5 \cdot 10^{17} - 3 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$ , причем только при  $N_A > 5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  можно ожидать четких ступеней. При снижении  $N_A$  или  $d_{ox}$  резонансы не выражены и лишь монотонно по напряжению  $V$  увеличивают ток.

Авторы благодарны ГНТП „Наноструктуры“ и РФФИ (грант № 99-02-18079а) за финансовую поддержку.

## Список литературы

- [1] Г.Г. Карева. ФТП, **33**, 969 (1999).
- [2] H.S. Momose, M. Ono, T. Yoshitomi, T. Ohguro, S.-I. Nakamura, M. Saito, H. Iwai. IEEE Trans. Electron. Dev., **43**, 1233 (1996).
- [3] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов (М., Мир, 1984) т. 1, гл. 7.
- [4] Ю. Пожела. Физика быстродействующих транзисторов (Вильнюс, Мокслас, 1989) с. 217.

- [5] K. Brennan. J. Appl. Phys., **62**, 2392 (1987).  
[6] A.F. Shulekin, M.I. Vexler, H. Zimmermann. Semicond. Sci. Technol., **14**, 470 (1999).

Редактор Л.В. Беляков

## Double barrier electron tunneling in a metal-oxide-silicon structure under reverse bias

G.G. Kareva, M.I. Vexler\*, I.V. Grekhov\*, A.F. Shulekin\*

Institute of Physics, St.Petersburg State University,  
198504 St.Petersburg, Russia

\* Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia

**Abstract** A study has been made of a set of effects peculiar to metal/tunnel-thin  $\text{SiO}_2/p^+\text{-Si}$  structures and associated with electron tunneling from the valence band of the Si bulk into the metal. The tunneling takes place through the two tunnel transparent barriers arranged in series: the barrier of the Si depleted space charge region and the barrier of the  $\text{SiO}_2$ . The quantum well formed by the Si conduction band and sandwiched between the above-mentioned barriers turns out to be sometimes involved in the tunneling. The inversion being neglected, current-voltage characteristic of the structures are calculated within a simple model considering the electron tunneling in the case of depletion. We are discussing the relationship between the parameters of the structures in the following way: the  $p$ -Si doping level, oxide thickness — and relative contributions of the non-resonant and resonant currents through dimensionally quantized states in the Si conduction band to the overall current in the MOS structures. The conditions most appropriate for observing resonance-related features are specified.