

Электрофизические явления в структуре металл/наноокисел/ p^+ -кремний при трансформации ее в резонансно-туннельный диод

© Г.Г. Карева^{†¶}, М.И. Векслер*

[†] Санкт-Петербургский государственный университет (физический факультет), 198504 Старый Петергоф, Санкт-Петербург, Россия

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

(Получена 10 декабря 2012 г. Принята к печати 14 декабря 2012 г.)

Для исследования и разработки новой компонентной базы кремниевой электроники проведен анализ электрофизических явлений в структуре металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) при переводе ее размерных параметров в нанометровый диапазон благодаря увеличению уровня легирования дырочного Si до $N_A \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и уменьшению толщины окисла до 0.4–4.0 нм. В результате становится возможным с помощью относительно небольшого (единицы вольт) запирающего напряжения создать необходимые и достаточные условия для резонансного туннелирования электронов. Это приводит к трансформации МДП конденсатора в резонансно-туннельный диод, которая сопровождается принципиальным расширением свойств и функций МДП наноструктуры.

1. Введение

Вряд ли необходимо подробно мотивировать интерес к исследованиям различных аспектов функционирования структур металл–диэлектрик–полупроводник (МДП). Такие структуры являются составной частью базового элемента современной электроники — полевого транзистора [1], задействованы во многих типах элементов памяти (в том числе SONOS [2]), а также находят ряд других применений (см., например, [3]). В связи с тенденциями к миниатюризации и увеличению быстродействия уровень легирования подложки (N_A в случае p -Si) увеличивается, а толщина слоя диэлектрика (d) снижается. Особенно интересны сейчас МДП структуры с $N_A \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а d порядка нанометров, вследствие чего говорят о „наноокисле“.

Однако даже при столь серьезном интересе к физике МДП структур возможность резонансного туннелирования в таких структурах остается малоизученным феноменом. В публикуемых работах этот аспект, как правило, даже не упоминается, хотя принципиальная возможность резонансного туннелирования электронов из валентной зоны (v -зоны) объема p -Si в металл через дискретные уровни квантовой ямы (КЯ), возникающей в зоне проводимости (c -зоне) p -Si при определенных условиях, достаточно очевидна. При этом сам по себе факт размерного квантования в приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ) давно известен [4].

Обычно, говоря о резонансно-туннельном транспорте, имеют в виду традиционные резонансно-туннельные диоды (РТД), выращиваемые на основе соединений $A^{III}B^V$ [5,6] или, например, диэлектриков с различной шириной запрещенной зоны — типа пары $\text{CaF}_2/\text{CdF}_2$ [7]. Однако такие приборы с трудом встраиваются в кремниевые интегральные схемы. Этого неудобства лишены

структуры МДП на кремнии при их интеграции со стандартными элементами, в том числе с транзисторами. Поэтому получение нелинейного поведения характеристик стало бы существенным шагом вперед в развитии кремниевой функциональной электроники.

Ранее [8,9] нами уже предпринималась попытка изучения особенностей резонансного туннелирования в подобных структурах. В данной работе основательнее рассмотрен спектр электрофизических явлений, происходящих при превращении классической МДП структуры, служащей в полевом транзисторе лишь конденсатором, в МДП РТД. Представлены результаты моделирования для трех различных толщин окисла, 0.8, 2.0 и 3.2 нм, в случае сильно легированного p^+ -Si ($N_A = 10^{19} \text{ см}^{-3}$) при приложении внешнего смещения запирающей полярности. Открывающиеся новые перспективные свойства и функции рассматриваемой простейшей структуры могут быть дополнительно расширены путем изменения уровня легирования N_A , толщины диэлектрика d , геометрии и площади металла/полупроводника (для варьирования размерности электронного газа от 2 до 0), а также использования для управляющего электрода таких новых материалов, как силицен, графен.

2. Отличия МДП резонансно-туннельного диода от классической МДП структуры

В классической МДП структуре сопротивление окисла предполагается бесконечным, что обеспечивает — в стационарном режиме — сохранение равновесия, т.е. единство уровня Ферми в полупроводнике включая ОПЗ [10]. Рассматриваемые в работе МДП структуры в режиме обратного смещения могут удовлетворять этому условию лишь в некотором диапазоне начальных напряжений $0 < V < V_e$, пока протекающий в ОПЗ по

[¶] E-mail: galinakareva@mail.ru

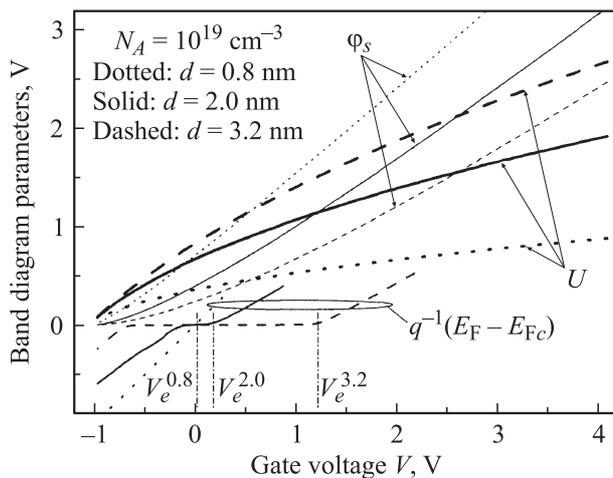


Рис. 1. Рассчитанные параметры зонной диаграммы МДП диода с окислом нанометровой толщины d на сильно легированном кремнии: напряжение на диэлектрике U , поверхностный потенциал ϕ_s , разность квазиуровней Ферми для основных и неосновных носителей $E_F - E_{Fc}$.

c -зоне Si дрейфовый ток неосновных носителей, туннелирующих на завершающем этапе через окисел (J_{cm}^d), еще способен поддерживать квазиравновесие в ОПЗ. При $V > V_e$ возникает нехватка неосновных носителей, приводящая к неравновесному обеднению ОПЗ, как в барьере Шоттки.

На рис. 1 для трех исследуемых толщин окисла, $d = 0.8, 2.0$ и 3.2 нм, представлены зависимости положения квазиуровня Ферми электронов E_{Fc} от приложенного к структуре Al/SiO₂/p-Si смещения V . Энергия E_{Fc} рассчитывалась в допущении термализации дрейфовых электронов в КЯ. Однако при прогрессировании неравновесия в ОПЗ с ростом напряженности поля, вызывающем все более сильный разогрев электронной системы, допущение постепенно становится неправомерным, поэтому кривые „обрезаны“. Вполне естественно, $V_e^{0.8} (\approx 0) < V_e^{2.0} < V_e^{3.2}$ (верхний индекс указывает на толщину окисла), т.е. граница перехода от квазиравновесия к неравновесию в ОПЗ смещается в сторону больших напряжений при увеличении толщины окисла. Отметим, что для указанной структуры напряжение плоских зон составляет $V_{FB} \sim -1$ В, и при отрицательных V квазиуровень E_{Fc} лежит выше E_F ($E_F - E_{Fc} < 0$) за счет туннелирования электронов из металла. На рис. 1 также приведены зависимости падения напряжения в полупроводнике (поверхностного потенциала) ϕ_s и напряжения на окисле U от приложенного смещения V во всем диапазоне его изменения, включающем квазиравновесные и неравновесные условия. С уменьшением толщины наноокисла доля ОПЗ (ϕ_s) растет по сравнению с долей окисла (U), причем разница возрастает с увеличением V .

Представленные результаты позволяют заключить, что в МДП структурах на базе p-Si с окислом нанометровой толщины при обратном смещении V , сопоставимом с величиной E_g/q (E_g — ширина запрещенной

зоны, q — заряд электрона), можно достичь сильного неравновесного обеднения в стационарном режиме. Оно обеспечит диапазон изменения энергий электронов в яме ОПЗ, превышающий ширину запрещенной зоны Si:

$$q\phi_s > E_g. \quad (1)$$

На рис. 2, *a, b* показаны примеры зонных диаграмм МДП структуры ($d = 2.0$ нм) при квазиравновесии (*a*) и неравновесии (*b*) в ОПЗ.

3. Условия резонансного туннелирования электронов в МДП структуре

1) Соотношение (1) является важнейшим необходимым, но не достаточным условием для резонансно-туннельного транспорта электронов в МДП структуре и превращения МДП структуры в МДП резонансно-туннельный диод (МДП РТД).

2) Чтобы наблюдать резонансное туннелирование при небольших напряжениях (единицы вольт), необходимо использовать наноструктуры с такими параметрами, чтобы уже при этих напряжениях обеспечить высокую вероятность (T_s) переходов электронов между v - и c -зонами в p-Si при туннелировании через входной полупроводниковый барьер B_1 . Это достигается выбором высокого уровня легирования p^+ -Si ($N_A \geq 10^{18}$ см⁻³). Выходной окисный барьер B_2 также должен туннельно преодолеваться с достаточной вероятностью T_o , что достигается выбором толщины диэлектрика в диапазоне 0.4–4.0 нм.

3) Требуется обеспечить хорошо выраженное размерное квантование состояний в яме ОПЗ, для чего ширина ямы в направлении туннелирования d_{qw} при всех энергиях, участвующих в резонансном туннелировании, должна быть доведена до величин, сопоставимых с длиной волны де Бройля электрона λ_e (p_e — импульс):

$$d_{qw} \sim \lambda_e = h/p_e. \quad (2a)$$

Этому способствует повышение N_A . Далее, время сбоя фазы волновой функции электрона τ_p , которое в [11] отождествляется с временем свободного пробега, должно быть больше, чем время τ_{ar} пролета КЯ туда-обратно:

$$\tau_p > \tau_{ar}. \quad (2b)$$

Сверх того, характерное время τ_f развития процессов, приводящих к срыву резонансного туннелирования, обязано превосходить время τ_s пребывания электрона в КЯ при резонансном туннелировании (так называемое „радиационное время жизни“ [11]):

$$\tau_f > \tau_s = \tau_{ar}(T_o + T_s - T_o T_s)^{-1}, \quad (2b)$$

где T_s и T_o берутся при соответствующей энергии. В качестве таких „паразитных“ процессов могут выступить межподзонное рассеяние, рекомбинация, взаимодействие с дефектами и др. Если соотношение (2b)

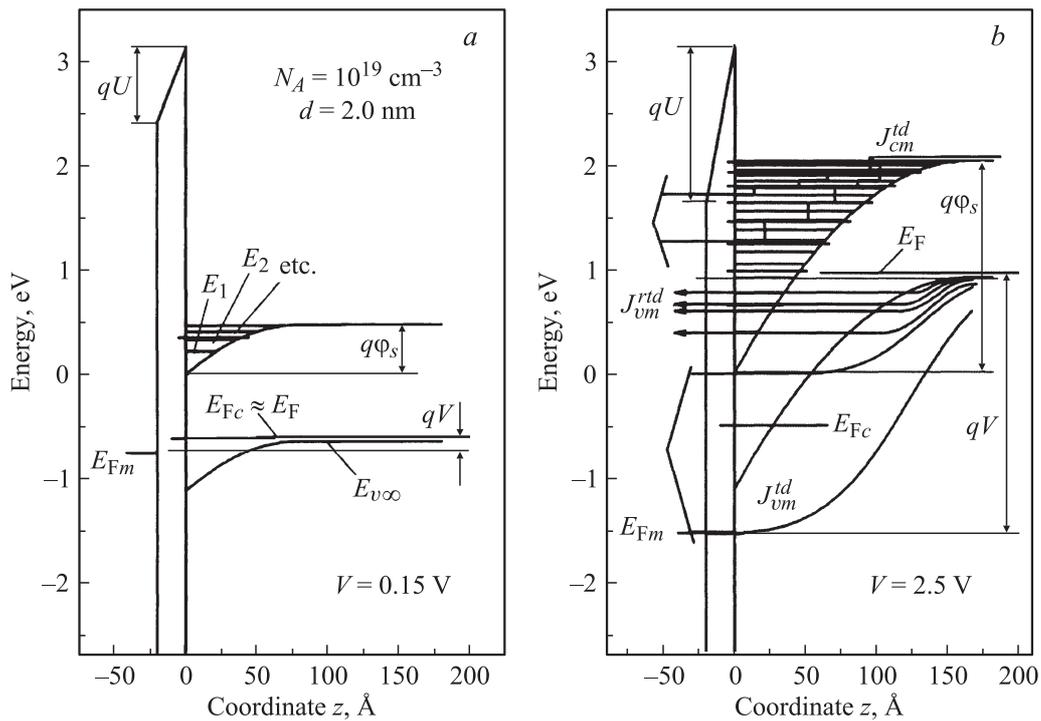


Рис. 2. Зонные диаграммы МДП структуры для режима равновесия (а) и для случая сильного неравновесного обеднения (б). На диаграмме (б), соответствующей режиму работы резонансно-туннельного диода (МДП РТД) с четырьмя задействованными подзонами, обозначены компоненты сквозного тока.

обычно соблюдается, то более сильное условие (2в) предъявляет высокие требования к качеству наноструктуры, особенно гетероперехода Si/SiO₂.

Выполнение перечисленных условий приводит к зонной диаграмме МДП РТД, представленной на рис. 2, б, когда может осуществляться резонансно-туннельный транспорт. В роли эмиттера выступает заполненная v -зона кремния, роль коллектора играют свободные состояния c -зоны металла. На пути располагается глубокая (> 1.1 эВ) квантовая яма (КЯ), возникающая в c -зоне Si на протяжении части ОПЗ Si, не занятой барьером. Яма в МДП структуре может иметь большое количество подзон.

4) Необходимо использовать возможность управления системой подзон с помощью приложенного внешнего напряжения V , величина которого должна обеспечить выполнение условия резонанса. Оно заключается в выравнивании энергии дна одной из подзон КЯ E_n с энергией какого-либо заполненного состояния v -зоны объема Si E_v , с одной стороны, и свободного состояния металла E_m , с другой:

$$E_v = E_n = E_m. \tag{3}$$

После этого оказывается возможным резонансно-туннельный перенос электронов по пути $\langle v\text{-зона } p^+\text{-Si} \rangle \rightarrow \langle \text{подзоны КЯ ОПЗ Si} \rangle \rightarrow \langle c\text{-зона металла} \rangle$ (рис. 2, б), т. е. реализуется резонансное туннелирование электронов в МДП структурах, как в классических

резонансно-туннельных диодах, что, собственно, и позволяет называть их МДП РТД.

Активация резонансно-туннельного процесса в МДП РТД начинается с выравнивания дна самой глубокой подзоны 1 и самого верхнего заполненного состояния v -зоны объема Si $E_{v\infty}$. Условие активации подзоны 1 выглядит следующим образом:

$$q\phi_s \geq q\phi_{s,1}^a = E_g + E_1. \tag{4a}$$

Соответствующее напряжение активации есть

$$V_1^a = \phi_{s,1}^a + U_1 + V_{FB}. \tag{4б}$$

После того как подзона 1 включилась в резонансное туннелирование, она продолжает функционировать и при дальнейшем повышении напряжения V , причем все более интенсивно. Происходит это за счет сильного увеличения $T_s(E_1)$ из-за роста средней напряженности поля на участке туннелирования в кремнии и ослабления барьера B_1 . В то же время при росте напряжения КЯ углубляется, вследствие чего вторая и последующие подзоны опускаются к $E_{v\infty}$, и каждая из них в свою очередь вовлекается в резонансно-туннельный транспорт. Для n -й подзоны условие и напряжение активации записываются соответственно как

$$q\phi_s \geq q\phi_{s,n}^a = E_g + E_n, \tag{5a}$$

$$V_n^a = \phi_{s,n}^a + U_n + V_{FB}. \tag{5б}$$

При смещениях $V \geq V_n^a$ в резонансно-туннельном процессе принимают участие n подзон одновременно. Через U_n обозначены падения напряжения на окисле в момент активации n -й подзоны.

4. Компоненты сквозного электронного тока

В транспорте в МДП РТД принимают участие три компонента сквозных токов разной природы, отмеченные на рис. 2, *b*:

– туннельно-дрейфовый ток электронов из объема Si в металл с участием только c -зоны Si, J_{cm}^{td} ; дрейф неосновных носителей из объема Si через ОПЗ к границе Si/SiO₂, J_c^d , балансируется их туннелированием через окисел, J_{cm}^d ; $J_c^d = J_{cm}^d = J_{cm}^{td}$; благодаря этой компоненте, уже упоминавшейся в разд. 2 и радикально влияющей на вид зонной диаграммы, поддерживается стационарное неравновесное обеднение (в рассматриваемом случае с относительно малым зарядом электронов qN_s и определяющей ролью заряда ионизованных акцепторов);

– туннельно-дрейфовый ток электронов из объема Si в металл с участием только v -зоны Si, J_{vm}^{td} ; при туннелировании электронов из валентной зоны в ней образуются избыточные основные носители — дырки, дрейфующие через ОПЗ в объем Si; практическим верхним пределом по энергии для этого механизма выступает дно КЯ, нижним — уровень Ферми металла;

– резонансно-туннельно-дрейфовый ток из v -зоны Si в металл, J_{vm}^{rt} , приводящий к нелинейностям электрофизических характеристик; резонансно-туннельный транспорт электронов из v -зоны, как и нерезонансный (J_{vm}^d), переходит в дрейф дырок; однако J_{vm}^{rt} имеет более сложную природу туннельной части и соответственно иные закономерности поведения и иной энергетический диапазон функционирования, простирающийся от дна КЯ до $E_{v\infty}$; вне его находится диапазон нерезонансных компонент, являющихся, в терминологии резонансно-туннельного диода, избыточным током. Решающий вклад в J_{vm}^{rt} дают энергии, близкие к E_n , и ток резонансного туннелирования с точностью до множителя находится как сумма (по уровням $n = 1, 2, \dots, N_{lev}$, для которых $E_n < q\phi_s - E_g$) произведений максимальной вероятности прохождения на ширину максимума по энергии.

При обсуждении поведения традиционных резонансно-туннельных диодов перенос электронов может трактоваться или как последовательный, или как когерентный процесс [5,6,12]. Эти же трактовки уместны и в случае МДП РТД. Условием для наиболее эффективного одноактного когерентного резонансного транспорта является превышение времени сбоя фазы волновой функции электрона над временем жизни электрона в КЯ по отношению к туннелированию из ямы ($\tau_p > \tau_s$). В последовательном варианте ($\tau_p < \tau_s$) электроны туннелируют сначала через входной полупроводниковый барьер, свой для каждой n -й подзоны, попадая из v -зоны Si в КЯ, а затем из этой же подзоны уходят в металл.

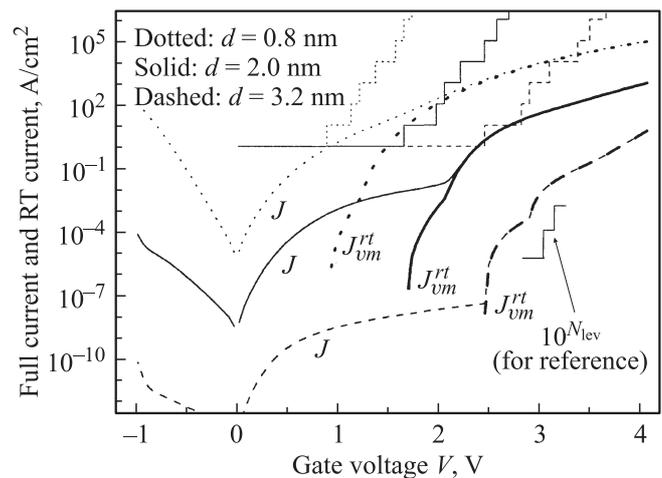


Рис. 3. Рассчитанные зависимости полного тока от напряжения (ВАХ) и отдельно резонансная составляющая (РТ) для МДП РТД с тремя различными толщинами окисла. В качестве дополнения представлено количество уровней, участвующих в резонансно-туннельном переносе.

Примеры вольт-амперных характеристик (ВАХ) представлены на рис. 3. На рисунок нанесены также отдельно компонента J_{vm}^{rt} и количество уровней $N_{lev}(V)$, задействованных в резонансном туннелировании (поскольку используется логарифмическая шкала, построено $10^{N_{lev}}$). Подходы к вычислению туннельных токов в МДП системе и сопутствующие вопросы расчета зонных диаграмм были изложены в работе [13]. Ярче J_{vm}^{rt} проявляется при большей толщине окисла d . Вовлечение каждого очередного уровня в процесс резонансного туннелирования при $V = V_n^a$ вызывает скачкообразное увеличение сквозного тока через структуру. Это сопровождается резким уменьшением дифференциального сопротивления dV/dJ при каждом V_n^a . Однако, поскольку резонансное туннелирование через n -й уровень ($n \geq 2$) активируется на фоне продолжающегося резонансного туннелирования через уровни $1, \dots, n-1$, резкой особенности ВАХ может и не быть. Как показывает расчет (рис. 3), помимо $n = 1$, отчетливо заметна активация еще одного уровня — а именно того, который является первым „легким“ (обычно это $n = 3$) — из присутствующих в КЯ Si(100) наложенных „лестниц“ подзон тяжелых и легких электронов [4]. Уровни для последних нанесены на диаграммы рис. 2 с небольшим „заступом“. Разность $J - J_{vm}^{rt}$ представляет собой избыточный ток; в нашем случае он практически равен J_{vm}^{td} , так как $J_{vm}^{td} \gg J_{cm}^{td}$.

Электроны, участвующие в компонентах J_{cm}^{td} (нерезонансной) и J_{vm}^{rt} (резонансной), заходят в КЯ ОПЗ. Если состоянию резонансно-туннельно-дрейфового баланса в c -зоне отвечает заметная стационарная концентрация электронов N_s (что не имеет места в рассматриваемом случае), они могут принимать участие в перераспределении напряжения в структуре. В результате происходит изменение ее размерных, энергетических и зарядовых параметров, которое может повлиять на характеристики

и функции МДП РТД. Росту N_s способствует усиление рассеяния, в том числе за счет увеличения времени пребывания τ_s при расширении ямы или уменьшении вероятности туннелирования через окисный барьер. Компонента J_{vm}^{td} не заходит в КЯ и изменений профиля потенциала вызвать не может.

Принимая во внимание рассмотренные механизмы токопереноса в МДП РТД и условия их реализации, обсудим возможные диссипативные процессы. Прежде всего заметим, что при туннельном транспорте энергия электрона никогда не меняется, т.е. диссипация в части МДП РТД, занятой барьерами, отсутствует. Если говорить о КЯ, то здесь диссипация энергии происходит преимущественно внутри подзон. Так как резонансное туннелирование через каждую подзону осуществляется в основном вблизи ее дна, диапазон соответствующих изменений энергии настолько невелик, что такими процессами рассеяния при анализе резонансно-туннельного транспорта можно пренебречь. Междозонная релаксация, которая могла бы помешать резонансному туннелированию, осложнена из-за больших энергетических щелей между уровнями $E_{n+1} - E_n$. В таких условиях междозонный переход потребовал бы сильных изменений кинетических параметров электрона, если не энергии, то компонента волнового вектора, осуществить которые затруднительно. Сказанное, конечно, в определенной мере относится и к релаксации электронов, попадающих в КЯ по c -зоне (ток J_{cm}^{td}). Что касается диссипации энергии дырок, дрейфующих по v -зоне, и связанного с этим джоулева разогрева, то такой процесс тривиален и не требует дискуссии.

Релаксация электронов в металлическом коллекторе МДП РТД также не представляет специального интереса. Однако, если в качестве коллектора использовать поликремний (poly-Si), следует ожидать появления гораздо более любопытных диссипативных процессов — а именно при переходах электронов между двумя ветвями c -зоны poly-Si может происходить эмиссия фотона [14]. Поскольку указанные переходы частично являются прямыми в k -пространстве, эффективность электронно-оптического преобразования должна повыситься по сравнению с более типичными для кремния рекомбинационными переходами с участием фононов. Резкий, большой по величине перепад тока при активации подзон может быть использован для функции „включения-выключения“ излучения с помощью очень малого перепада напряжений.

Перспективное свойство процесса резонансного туннелирования заключается в его быстродействии, которое можно оценить на основе времени нахождения электрона в КЯ $\tau_{s,n}$ (2В):

$$\omega_{crit} = (J_{vm}^{rd})^{-1} \sum_n \tau_{s,n}^{-1} J_{vm}^{rd,n}. \quad (6)$$

Суммирование охватывает все задействованные в резонансном туннелировании подзоны с „весом“, соответствующим току, но реальный вклад дают лишь несколько

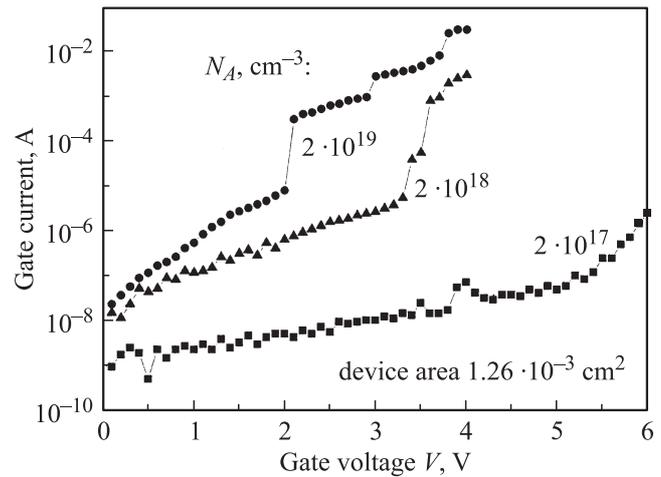


Рис. 4. Измеренные вольт-амперные характеристики диодных МДП структур, выполненных на достаточно сильно легированных подложках. Окисление проводилось в сухом кислороде.

нижних уровней. Для исследуемых МДП наноструктур с $d = 0.8$ и 2.0 нм предельная частота ω_{crit} может достигать терагерцового диапазона.

5. Наблюдение эффектов резонансного туннелирования в МДП структуре

Экспериментальные исследования МДП структур проводятся чрезвычайно интенсивно [1], в основном в контексте использования таких структур в полевых транзисторах. Однако систематические данные измерений характеристик МДП систем в режиме МДП РТД, которые можно было бы количественно сопоставить с результатами расчета, к настоящему времени отсутствуют.

В такой ситуации представляется нелишним привести хотя бы минимальные экспериментальные свидетельства, подтверждающие реальность самого эффекта резонансного туннелирования. Таковыми могут выступить измеренные вольт-амперные кривые $J(V)$ МДП структур, показанные на рис. 4. Средняя толщина термического окисла во всех образцах составляла $2.5-3$ нм. Мы видим, что при повышении уровня легирования, особенно для наибольшей концентрации N_A , возникают явные немонотонности $J(V)$. Качественно это полностью согласуется с поведением, предсказанным в расчете (рис. 3).

6. Сравнение МДП резонансно-туннельных и традиционных резонансно-туннельных диодов

Проводя сопоставление МДП РТД с традиционным РТД [5,6,11,12,15], заметим, что технологически тра-

диционные приборы содержат большее количество гетеропереходов по сравнению с единственным рабочим гетеропереходом кремний–напоокисел в МДП РТД. Есть основания заключить, что такая структура намного проще для изготовления. Кроме того МДП РТД, будучи родственными компонентам кремниевой интегральной электроники по материалам, конструкции и технологиям, встраиваются в нее естественно, без больших трудностей.

Что касается параметров барьеров, гетеропереход Si/SiO₂ выделяется большой величиной разрыва зон (~ 3 эВ). Это способствует выраженности резонансно-туннельных явлений. Напомним, что в традиционных РТД высокие барьеры рассматриваются как преимущество, так как они повышают отношение токов в максимуме и минимуме. В частности, это обуславливает интерес к системам CaF₂/CdF₂, несмотря на технологические сложности [7]. Соответственно МДП диоды имеют более глубокие КЯ с большим числом подзон, сильнее энергетически (а значит и по напряжению активации) разделенных, чем это имеет место в традиционных РТД. Рабочие напряженности электрического поля в первых выше, чем во вторых. Все перечисленные факторы приводят к тому, что в МДП диоде нелинейности его характеристик, обусловленные резонансно-туннельным транспортом электронов, ярче проявляются вплоть до высоких температур.

Существенно различается вид особенностей ВАХ. В отличие от классического РТД, где особенности представлены пиками в силу того, что энергетическая структура эмиттера является узкой полосой, в изучаемом МДП РТД особенности представлены ступенями, так как энергетической структурой эмиттера служит сплошной спектр состояний заполненной v -зоны полупроводника. В МДП РТД при достаточно большом напряжении, $V \geq V_n^a$, где $n \geq 2$, в резонансно-туннельном токе принимают участие все n активированных подзон одновременно.

При противоположной полярности («–» на металле) традиционный РТД никогда не используется. В МДП РТД как раз в этом случае появляются резонансные пики [8]. Эмиттером электронов в таких условиях выступает металл, а коллектором — полоска энергий ниже $E_{v\infty}$, где сосредоточены дырки. Также при обеих полярностях напряжения будут работать разнообразные ПДП РТД, когда материалом коллектора, вместо металла, служит p^+ -полупроводник, возможно, даже не Si.

7. Заключение

Исследованы электрофизические характеристики МДП структур, размерные параметры которых переведены в нанометровый диапазон благодаря увеличению уровня легирования дырочного кремния до $N_A = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и уменьшению толщины окисла до $d = 0.8\text{--}3.2 \text{ нм}$.

Проведены расчеты распределения напряжения при запирающем («–» на Si) внешнем смещении, вызывающем неравновесное обеднение ОПЗ p^+ -Si с изгибом зон в кремнии, существенно превышающим ширину запрещенной зоны. Именно при таком обеднении возникают условия для резонансно-туннельного транспорта электронов из валентной зоны в металл. Одним из основополагающих требований к качеству структуры является превышение характерного времени осуществления паразитных процессов рассеяния над временем пребывания электрона в квантовой яме, формирующейся в зоне проводимости. Обсуждены и другие условия, необходимые для превращения МДП конденсатора в резонансно-туннельный диод.

Рассчитаны компоненты протекающих токов, в том числе резонансно-туннельно-дрейфовый ток. В отличие от традиционных РТД с пиковыми особенностями вольт-амперных характеристик, МДП РТД свойственны ступени ВАХ, что связано с различиями спектра заполненных состояний эмиттера. После того как n -я подзона КЯ изучаемой структуры включается в резонансно-туннельный транспорт, она продолжает функционировать и при дальнейшем повышении напряжения.

Представлены экспериментальные данные, подтверждающие реальность осуществления резонансно-туннельных эффектов в сильно легированной МДП структуре.

Список литературы

- [1] J. Robertson. Rep. Progr. Phys., **69** (2), 327 (2006).
- [2] V.A. Gritsenko, K.A. Nasyrov, Yu.N. Novikov, A.L. Aseev, S.Y. Yoon, Jo-Won Lee, E.-H. Lee, C.W. Kim. Solid-State Electron., **47** (10), 1651 (2003).
- [3] В.Д. Калганов, Н.В. Милешкина, Е.В. Остроумова. ФТП, **37** (3), 372 (2003).
- [4] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985).
- [5] F. Capasso, K. Mohammed, A.Y. Cho. IEEE J. Quant. Electron., **QE-22** (9), 1853 (1986).
- [6] F. Capasso, S. Sen, F. Beltram. In: *High-Speed Semiconductor Devices*, ed. by S.M. Sze. (N.Y., Wiley, 1990) p. 465.
- [7] S. Watanabe, M. Maeda, T. Sugisaki, K. Tsutsui. Jpn. J. Appl. Phys., **44** (4B), 2637 (2005).
- [8] Г.Г. Карева. ФТП, **33** (8), 969 (1999).
- [9] G.G. Kareva, M.I. Vexler, I.V. Grekhov, A.F. Shulekin. Proc. 10th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“ (St.Petersburg, 2002) p. 570.
- [10] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1.
- [11] А.С. Тагер, Электрон. техн., сер. 1. Электроника СВЧ, вып. 9 (403), 21 (1987).
- [12] Н.В. Алкеев, С.В. Аверин, А.А. Дорофеев, P. Velling, E. Khorenko, W. Prost, F.J. Tegude. ФТП, **41** (2), 233 (2007).
- [13] М.И. Векслер, С.Э. Тягинов, Ю.Ю. Илларионов, Yew Kwang Sing, Ang Diing Shenp, В.В. Федоров, Д.В. Исаков. ФТП, **47** (5), 675 (2013).
- [14] E. Cartier, J.C. Tsang, M.V. Fischetti, D.A. Buchanan. Microelectron. Eng., **36** (1–4), 103 (1997).

[15] R. Tsu, L. Esaki. Appl. Phys. Lett., **22** (11), 562 (1973).

Редактор Л.В. Шаронова

**Electro-physical effects
in a metal/nanooxide/ p^+ -silicon structure,
accompanying its transformation
into resonant-tunneling diode**

G.G. Kareva[†], M.I. Vexler*

[†] Saint-Petersburg State University
(Physical Faculty),
198504 Stariy Petergof, St. Petersburg, Russia

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

Abstract To investigate and develop novel silicon-based electronic components, the electro-physical effects in a metal–insulator–semiconductor (MIS) structure with nanometer size parameters, gained by enhancement of the silicon doping level up to $N_A \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and reduction of the oxide thickness down to 0.4–4.0 nm, have been studied. As a result of such changes, the MIS nanostructure satisfies necessary and sufficient conditions for the electron resonant tunneling that can be observed at relatively low (some volts) reverse biases. Thereby a MIS capacitor can be transformed into a resonant-tunneling diode with substantial extension of its properties and functions.