

УДК 621.382

Д. Г. Бакшеев, В. А. Ткаченко, Л. В. Литвин, В. А. Колосанов,
К. П. Могильников, А. Г. Черков, А. Л. Асеев

(Новосибирск)

ОДНОЭЛЕКТРОННЫЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИЙ ТРАНЗИСТОР С НИЗКИМИ ТУННЕЛЬНЫМИ БАРЬЕРАМИ

Дан обзор принципов действия одноэлектронных транзисторов на основе эффекта кулоновской блокады. Рассмотрены способы и примеры количественного описания одноэлектронных устройств. Сообщается о развитии метода разрыва металлических нанопроволок ступенью (Step Edge Cut Off) для получения туннельных переходов Ti/TiO_x с эффективно-низкими барьерами (3 мэВ) и о создании на этой основе одноэлектронного транзистора с малой емкостью кулоновского острова (20 аФ). Созданный транзистор действует при температуре 4,2 К, которая на порядок выше рабочей температуры обычных металлических одноэлектронных транзисторов с той же шириной нанопроволок. Обнаружено качественное отличие данного транзистора от других: отсутствие переверотов фазы и сохранение большой амплитуды кулоновских осцилляций с ростом тянущего напряжения. В качестве причины эффективно-низких барьеров рассматривается мезоскопическая прыжковая проводимость полученных туннельных переходов.

Введение. Известно, что полевое управление сопротивлением канала обычного МДП-транзистора требует изменения заряда в канале на очень большое число электронов ($\sim 10^3 e$) [1]. Напротив, одноэлектронный транзистор при низких температурах и малых тянущих напряжениях чувствует полевое изменение поляризационного заряда в канале на доли e [2–5]. Сопротивление такого транзистора определяется эффектом кулоновской блокады туннелирования [4, 6], который вытекает из элементарной электростатики и квантования заряда малого проводника (кулоновского острова) в межэлектродном туннельном зазоре. С точки зрения электростатики основными параметрами транзистора являются емкости острова (C_g по отношению к затвору и C_1, C_2 на подводящие электроды). Заряд острова квантован, если энергия его одноэлектронной зарядки превышает энергию тепловых флуктуаций: $e^2/2(C_1 + C_2 + C_g) > kT$, где k – постоянная Больцмана. Перенос электронов через остров происходит в режиме последовательного туннелирования, в котором квантовая когерентность полностью потеряна и электроны можно считать классическими частицами, поток которых определяется сложением вероятностей туннелирования.

Зависимость заряда проводника в туннельном зазоре от затворного напряжения является ступенчатой, и сопротивление цепи резко падает на участках между соседними плато ступеней. Плато отвечает фиксации числа электронов в проводнике во времени, что в классической картине последова-

тельного переноса означает запрет (кулоновскую блокаду) тока. В средней точке между соседними плато число электронов острова с равной вероятностью составляет n и $n + 1$ и запрет на последовательный перенос снимается. В результате возникает периодическая серия пиков туннельного тока при изменении напряжения на затворе. Пики проводимости отвечают условию снятия кулоновской блокады туннелирования $C_g V_g + q = (n + 1/2)e$, где V_g – напряжение на затворе, n – целое, а q – постоянный поляризационный заряд кулоновского острова [4]. Таким образом, для переключения транзистора в соседнее открытое состояние требуется добавить на емкость C_g элементарный заряд e .

В области разработки и исследования свойств одноэлектронных транзисторов остается ряд нерешенных вопросов, поскольку такие транзисторы являются мезоскопическими системами. В реальной наноструктуре могут быть неконтролируемые ловушки (локализованные состояния) электронов, встроенные заряды и структурные «несовершенства», способные влиять на одноэлектронный транспорт сильнее затвора и сильнее специального изменения геометрии структуры. Спонтанные флуктуации зарядового окружения [7] транзистора – наиболее серьезная проблема для наблюдения эффектов кулоновской блокады. Кроме того, одновременно с созданием первых одноэлектронных транзисторов стало ясно, что многие короткие межэлектродные промежутки большого сопротивления при низкой температуре могут демонстрировать специфические для каждого образца «мезоскопические» флуктуации кондактанса [8–11]. Эти флуктуации (нерегулярные пики по затворному напряжению) наблюдаются в кондактансе разупорядоченного изолятора (полупроводника), в запрещенной зоне которого имеются локализованные состояния. Причиной пиков являются прыжки электрона между локализованными состояниями, связанными с дефектами и примесями. Экспериментальное исследование таких мезоскопических устройств охватывает широкий круг явлений, только отчасти определяемых кулоновской блокадой последовательного туннелирования.

Благодаря тому, что одноэлектронные транзисторы имеют уникально высокую полевую чувствительность сопротивления, они могут использоваться как низкотемпературные измерительные приборы [12]. Такие транзисторы интересны как элементы быстродействующих малодиссипативных логических устройств нового типа, поскольку реализуют физический предел в цифровой обработке, когда один бит информации переносится одним электроном [13–16]. Однако требования к характеристикам транзисторов оказываются высокими, и по прогнозам рабочая температура одноэлектронной цифровой логики в итоге не превысит 150 К, даже если активными элементами устройств будут молекулы размером ~ 1 нм [16]. Поэтому, в отличие от классических кремниевых полевых транзисторов, ниша использования одноэлектронных мезоскопических транзисторов представляется довольно узкой. В частности, из-за технических и принципиальных проблем известные типы таких устройств вряд ли станут основой сверхбольших интегральных схем, но найденные в них физические эффекты проявятся возле предела миниатюризации элементной базы СБИС. Важно, что в отдельных экспериментах вместе с демонстрацией кулоновских эффектов при комнатной температуре [17, 18] уже достигнут предел уменьшения активного элемента одноэлектронного транзистора (вплоть до молекулы размером 1 нм [19]). В настоящее время в погоне за одноэлектронными эффектами совершенствуются все нанотехнологии, включая кремниевую [20–25]. Поэтому получение

и исследование свойств одноэлектронных мезоскопических транзисторов считается одним из важных направлений в создании физических основ нанoeлектроники [26, 27].

В связи с активно обсуждаемой сейчас темой квантовых вычислений следует заметить, что одноэлектронные транзисторы могут подойти для детектирования зарядовых и спиновых состояний одиночных примесей, а также для реализации зарядового кубита [28] и быстродействующего переключения участков сверхпроводящей цепи, входящей в кубит [29].

Осуществление уникальных приложений одноэлектронных эффектов сдерживается низкими температурами функционирования одноэлектронных приборов. Для повышения рабочих температур требуются новые методы создания малых туннельных емкостей. Например, традиционная технология теневых масок (двухугловое напыление), применяемая для металлических наноструктур, формирует емкости переходов более 100 аФ при литографической ширине линии 100 нм, что ограничивает рабочую температуру значением $\sim 0,3$ К [2]. В то же время важно иметь работоспособные одноэлектронные транзисторы, как минимум, при температуре кипения жидкого гелия 4,2 К [30].

В данной работе представлены результаты исследования свойств новой разновидности металлических одноэлектронных транзисторов. Соответствующий транзистор получен путем разрыва титановой нанопроволоки прямоугольным выступом, предварительно созданным на диэлектрической подложке, что позволяет на порядок уменьшить емкости переходов при сохранении разрешающей способности литографии [31]. Наряду с регулярными одноэлектронными эффектами полученные образцы демонстрируют также мезоскопическое поведение. Прежде чем перейти к рассмотрению найденных свойств, мы изложим принципы количественного описания действия одноэлектронных транзисторов.

«Ортодоксальная» модель кулоновской блокады. Согласно модели физическая система является электрической цепью, в которую, наряду с источниками напряжения, сопротивлениями, конденсаторами и прочими элементами, включаются туннельные переходы. Каждый переход описывается двумя параметрами – туннельным сопротивлением R и емкостью C , причем считается, что R и C постоянны. Параметры туннельных переходов можно оценить по геометрическим характеристикам и свойствам непосредственного окружения туннельных барьеров, однако такие оценки могут существенно отличаться от реальных значений. Так, например, реальная проницаемость туннельного промежутка между двумя металлическими электродами может оказаться на несколько порядков выше геометрической из-за неучтенных микроскопических шероховатостей границ туннельного барьера и атомарных выступов, которые укорачивают путь туннелирования. Емкость туннельного конденсатора зависит от его геометрии и поляризуемости наполнителя между обкладками, но макроскопическая характеристика диэлектрической проницаемости вещества не всегда применима к микроскопическому туннельному пространству размером в 1 нм. Следует также заметить, что эффективная емкость одиночного туннельного барьера может на порядки превосходить емкости двух туннельных барьеров, расположенных последовательно и ограничивающих кулоновский остров, например нанометровую гранулу. В последнем случае емкость туннельного перехода определяется малой собственной емкостью гранулы. Это обстоятельство приводит к тому, что простейшей системой, в которой реально наблюдаются эффекты куло-

новской блокады, является двойной туннельный переход. Экспериментальная выраженность эффектов кулоновской блокады определяется двумя условиями. Во-первых, определенность заряда Q конденсатора означает, что пренебрежимо малы квантовые флуктуации, связанные с переходом электрона через потенциальный барьер с туннельным сопротивлением R и емкостью C . Соответствующее соотношение Гейзенберга для характерной неопределенности зарядовой энергии $e^2/2C$ и постоянной времени RC должно выполняться с большим запасом: $(e^2/2C)RC \gg h$ или $R \gg R_Q = h/e^2 \approx 26$ кОм, где h – постоянная Планка. При выполнении этого условия события туннелирования редки, так что между ними электроны успевают термализоваться и система возвращается в некоторое стационарное электростатическое состояние. Предполагается, что одновременным туннелированием двух и более электронов можно пренебречь и интервал времени между последовательными событиями туннелирования намного превосходит время фазовой когерентности туннелирующего электрона. При этом эффекты интерференции электронных волн в двухбарьерных структурах в модель не включаются. В этих предположениях туннелирование описывается традиционной («ортодоксальной») теорией кулоновской блокады [4, 32]. Второе условие наблюдения одноэлектронных эффектов заключается в том, что энергия перезарядки кулоновского острова одним электроном должна намного превышать тепловую энергию, т. е. $C_1 + C_2 + C_g = C_\Sigma$ [аФ] $\ll 900/T$ [К]. Чтобы это условие выполнялось с запасом на порядок, полная емкость острова должна быть ~ 20 аФ для 4,2 К и $\sim 0,3$ аФ для комнатной температуры. Для простых форм острова в виде изолированного шарика ($C_\Sigma = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, r – размер кулоновского острова) и плоского диска ($C_\Sigma = 8\epsilon\epsilon_0 r$) получается общая оценка C_Σ [аФ] $\sim 0,1\epsilon r$ [нм]. Таким образом, для наблюдения эффектов кулоновской блокады при температуре 4,2 К и комнатной размер кулоновского острова не должен превышать ~ 70 и ~ 1 нм соответственно.

Двойной туннельный переход (одноэлектронный диод). Схема двух туннельных переходов, расположенных последовательно с источником напряжения, изображена на рис. 1. Каждый переход, дополнительно к параметрам ортодоксальной теории, описывается неким феноменологическим параметром α , характеризующим зависимость деформации барьера от приложенного напряжения [33, 34] (см. ниже). В ортодоксальную модель включен параметр q_0 , который можно трактовать как фиксированную часть полного заряда ($-ne$) кулоновского острова, сосредоточенную на обкладке некоего третьего конденсатора, не показанного на рис. 1. Существование q_0 может быть связано с неподвижными зарядами в окружающем диэлектрике либо с поляризацией кулоновского острова в поле внешнего, третьего электрода. Предполагается, что заряд q_0 не меняется при изменении напряжения источника питания V или числа n избыточных электронов на кулоновском острове, в то время как полный заряд ($-ne$) пропорционален числу n и изменяется на $\pm e$ при каждом со-

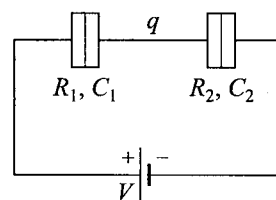


Рис. 1. Эквивалентная схема одноэлектронного диода в теории кулоновской блокады: элементы с параметрами R, C – туннельные переходы, выделяющие кулоновский остров с зарядом $q = -ne - q_0$

бытии туннелирования. Далее удобно рассматривать свободную часть полного заряда $q = -ne - q_0$, считая, что остаточный заряд q_0 не превышает по абсолютной величине заряда электрона.

Скорость туннелирования и ток. В предположении $R_i \gg \hbar/e^2$ туннелирование рассматривается как возмущение равновесного состояния системы, определяемого зарядом q кулоновского острова и напряжением источника питания V . Тогда неупругий процесс, включающий событие туннелирования и релаксацию электрической цепи к новому состоянию равновесия, можно рассматривать в первом порядке теории возмущений. Использование золотого правила Ферми [4] приводит к следующему выражению для скорости туннелирования:

$$\Gamma_i^\pm(q, V) = \frac{1}{e^2 R_i} \frac{\Delta E_i^\pm}{1 - e^{-\Delta E_i^\pm/kT}}.$$

Знаки $+$, $-$ относятся к увеличению/уменьшению на единицу числа электронов на острове. Посредством ΔE_i^\pm обозначен выигрыш энергии, связанный с одним актом туннелирования, т. е. разница начальной и конечной энергии ($E - E'$). Для учета деформации барьеров с помощью α_i в выражение для скорости туннелирования вводится квадратичная поправка, состоящая в замене

$$y(z) = \frac{z}{1 - e^{-z/kT}} \rightarrow y(z) + \alpha_i y^2(z).$$

Если $\Delta E > 0$, событие туннелирования энергетически выгодно, и наоборот, при $\Delta E < 0$ туннелирование подавлено. Диссипация энергии ΔE является частью процесса туннелирования и отличает неупругое макроскопическое туннелирование, в котором участвует электрическая цепь, от упругого квантово-механического туннелирования, определяемого только туннельной проницаемостью одного барьера. Вопрос о том, есть ли ΔE_i^\pm энергия перезарядки емкости C_i перехода («локальное» правило) или это изменение свободной энергии всей системы («глобальное» правило), был предметом обширной дискуссии [4, 32, 35]. Пока основным аргументом в выборе одного из этих правил является согласие расчетов с экспериментом, а все наблюдения, по-видимому, противоречат локальному правилу.

Рассмотрим процесс туннелирования через структуру, изображенную на рис. 1. Электростатическая энергия схемы в равновесном состоянии (когда не происходит туннелирования) есть просто энергия двух заряженных конденсаторов:

$$E(q, V) = Q_1^2/2C_1 + Q_2^2/2C_2 = C_{\parallel} V^2/2 + q^2/2C,$$

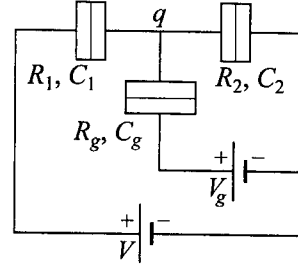
где $C = C_1 + C_2$, $C_{\parallel} = C_1 C_2 / (C_1 + C_2)$, $Q_1 = C_{\parallel} V - q C_1 / C$, $Q_2 = C_{\parallel} V + q C_2 / C$. Изменение энергии при туннелировании электрона через переход 1 на кулоновский остров ($n \rightarrow n+1$, $q \rightarrow q-e$) происходит по глобальному правилу

$$\Delta E_1^+(q, V) = A_1^+ + [E(q, V) - E(q-e, V)],$$

где работа источника питания по восстановлению равновесия в цепи

$$A_1^+(q) = V[Q_1(q-e) - (Q_1(q)+e)] = -eVC_2/C.$$

Рис. 2. Эквивалентная схема одноэлектронного транзистора (SET): на затвор, отделенный от кулоновского острова переходом с параметрами R_g, C_g ($R_g \gg R_1, R_2$), подается затворное напряжение V_g



Аналогично через формулы элементарной электростатики с учетом работы батареи получаются все ΔE_i^\pm .

Протекание тока определяется статистическим распределением вероятности $p_n(t)$ того, что в момент времени t на кулоновском острове имеется n избыточных электронов, $q = -nc - q_0$. Соответствующее кинетическое уравнение (“master equation” [4]) имеет вид

$$dp_n/dt = p_{n+1}\Gamma_{n+1}^- + p_{n-1}\Gamma_{n-1}^+ - p_n(\Gamma_n^- + \Gamma_n^+),$$

где $\Gamma_n^\pm = \Gamma_1^\pm(n) + \Gamma_2^\pm(n)$. В стационарном состоянии при фиксированном напряжении V распределение вероятности p_n не меняется во времени, $dp_n/dt = 0$, откуда по принципу детального равновесия следует $p_{n+1}\Gamma_{n+1}^- = p_n\Gamma_n^+$, $p_{n-1}\Gamma_{n-1}^+ = p_n\Gamma_n^-$. Нормировка распределения вероятностей p_n определяется условием $\sum p_n = 1$. Для любой фиксированной комбинации параметров $\{C_i, R_i, \alpha_i, q_0, T, V\}$ распределение вероятностей p_n может быть рассчитано, причем оказывается, что в данной модели оно одномодовое (имеет один максимум) и вероятности быстро уменьшаются при $|n - \langle n \rangle| \rightarrow \infty$, где $\langle n \rangle = \sum n p_n$. Поэтому имеет смысл говорить лишь о некотором интервале чисел n , для которого $p_n > 0$.

При известном распределении p_n ток в направлении туннелирования через переход 1 на кулоновский остров вычисляется в соответствии с формулой

$$I = -e \sum p_n [\Gamma_1^+(n) + \Gamma_1^-(n)] = e \sum p_n [\Gamma_2^+(n) + \Gamma_2^-(n)].$$

Транзисторная структура. Добавление затворного электрода с потенциалом V_g к структуре из двух переходов позволяет управлять эффективным связанным зарядом гранулы q_0 . Эквивалентная схема для этого случая изображена на рис. 2. Соответствующие формулы получаются следующими:

$$\Delta E_1^\pm = (e/C)[\pm V(C - C_1) - (\pm V_g C_g \pm q + e/2)],$$

$$\Delta E_2^\pm = -(e/C)[\pm V C_1 \pm V_g C_g \pm q + e/2],$$

$$\Delta E_g^\pm = (e/C)[\pm V_g(C - C_g) - (\pm V C_1 \pm q + e/2)],$$

где $C = C_1 + C_2 + C_g$.

Ток в цепи сток-исток вычисляется по такой же формуле, как для одноэлектронного диода, а затворный ток в направлении туннелирования электронов через затворный переход на кулоновский остров – по формуле $I = -e \sum p_n [\Gamma_g^+(n) + \Gamma_g^-(n)]$.

Доказательством работоспособности данного описания служит совпадение вычисленных кривых с аналитическими результатами в простых предельных случаях, а также соответствие параметров рассчитанных кривых и реальных характеристик экспериментальных систем в ситуациях, когда интерпретация измеренных зависимостей тока от напряжения в терминах кулоновской блокады бесспорна. Следует подчеркнуть, что к настоящему времени таких ситуаций найдено очень много. Область применения модели простирается от обычных металлических транзисторов, работающих при милликельвиновых температурах [2] до одноэлектронных устройств на основе одной нанометровой молекулы [18, 19, 36, 37].

Одноэлектронный транзистор с эффективно-низкими барьерами. Обычно металлические одноэлектронные транзисторы делаются на туннельных переходах с высокими потенциальными барьерами собственного окисла (например, для $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$ высота барьера ~ 3 эВ). Поэтому, чтобы обеспечить достаточную туннельную проникаемость, зазоры переходов должны быть ультратонкими ($d \sim 1$ нм). На практике такое тесное сближение проводников достигается последовательным напылением слоев металла друг на друга, включая промежуточные стадии поверхностного окисления, что ведет к геометрии переходов типа плоского конденсатора. При обычной площади пластин конденсатора $\sim 100 \times 100$ нм характерная емкость кулоновского острова составляет ~ 300 аФ. Тогда из оценки $kT \ll e^2/2C_\Sigma$ следует, что рабочая температура $\sim 0,3$ К.

Однако с точки зрения принципов теории кулоновской блокады, туннельные барьеры не обязаны быть высокими, достаточно, чтобы сопротивление переходов оставалось выше квантового. В разупорядоченной среде можно даже заменить туннелирование классически разрешенным движением с сильным рассеянием [38]. Поэтому, если в туннельных переходах использовать материал с эффективно-низким потенциальным барьером, можно резко увеличить толщину высокоомного перехода, что позволит уйти от геометрии плоского конденсатора и повысить температуру наблюдения эффектов кулоновской блокады без изменения разрешающей способности литографии. Недавно был предложен метод разрыва напыляемой дорожки ступенью в изолирующей подложке (Step Edge Cut Off – SECO), который, как ожидалось, может помочь реализации этой идеи. Основная сложность получения туннельных промежутков методом SECO – шероховатости краев ступени и разрыва в металле. Предполагалось, что гетеропереходы металл–диэлектрик с малой высотой потенциального барьера позволят увеличить туннельные расстояния, что снизит роль шероховатостей. Эксперименты с данным методом формирования туннельных переходов в системах $\text{Cr}/\text{Cr}_2\text{O}_3$ [39] и $\text{Ti}/p\text{-Si}$ [40] позволили наблюдать нелинейные вольт-амперные характеристики, интерпретируемые авторами как проявление кулоновской блокады туннелирования. Особенностью оригинальной идеи метода SECO является использование разрыва металла и создание туннельных переходов в системе металл–материал ступени.

Нами предложена модификация технологического процесса SECO, состоящая в получении высокоомных переходов в тонких местах металлической нанопроволоки, покрывающих ступень. Если боковая стенка ступени в диэлектрике близка к вертикальной, то напыление металла на нее сверху идет под острым углом и с меньшей скоростью роста, чем на горизонтальных участках поверхности. Соответственно средняя толщина металла здесь

ниже, а дисперсность пленки выше из-за шероховатостей подложки. Подходящим металлом для этого является титан, который благодаря высокой химической активности может окисляться, и металлический слой становится еще более тонким. Соответственно пленка титана на боковой стенке ступени превращается в высокодисперсную систему, содержащую TiO_x с эффективно-низким потенциальным барьером и тонкие слои Ti . Поэтому данный участок нанопроволоки становится узким местом для электронного транспорта. Необходимо заметить, что более однородные латеральные туннельные переходы Ti/TiO_x получаются окислением с помощью иглы сканирующего зондового микроскопа при обычном атмосферном давлении в воздухе и обладают высотой барьера около 200 мэВ (250 мэВ [41], 170 мэВ [42]). Такие туннельные переходы с шириной более 10 нм уже применялись для создания одноэлектронных устройств [23] и полевого туннельного транзистора [43].

Эксперимент. В качестве подложек использовались мембраны Si_3N_4 толщиной 100 нм с целью контроля формы устройства с высоким разрешением (1 нм) в просвечивающем электронном микроскопе. Si_3N_4 осаждался на пластины кремния из смеси моносилана и аммиака в реакторе пониженного давления при температуре 860 °С. Для изготовления мембран в слое Si_3N_4 с обратной стороны пластины вскрывались окна, через которые пластина протравливалась на всю толщину в жидком травителе. Таким образом были изготовлены мембраны площадью 50×50 мкм, поддерживаемые кристаллом кремния размером $3 \times 3 \times 0,4$ мм. Углы мембраны служили знаками совмещения двух слоев электронной литографии. В первом слое методом взрывной литографии формировалась маска для плазмохимического травления в виде полоски Al шириной 150 нм и толщиной 50 нм (рис. 3, а). Реактивное ионное травление проводилось в плазме $Ar : CF_4 = 5 : 1$ в планарном реакторе мощностью 0,1 Вт/см². Выступ на поверхности Si_3N_4 формировался после плазмохимического травления и удаления маски в растворе щелочи (рис. 3, б). Глубина травления была около 15 нм и контролировалась эллипсометром. Второй слой, формируемый также взрывной литографией, включал в себя нанопроволоку из Ti с измерительными контактами и самосовмещенным затвором из параллельной нанопроволоки. Напыление Ti проводилось в камере напыления при скорости 2,5 Å/с в вакууме 10^{-5} Па. Нанопроволоки из Ti имели ширину 150 нм, длину 2 мкм, толщину 8 нм и пересекали выступ на поверхности Si_3N_4 . Для уменьшения контактов нанопроволоки с атмосферным кислородом на нанопроволоки наносился в той же камере слой аморфного Ge толщиной 8 нм (рис. 3, с). С помощью изображений в просвечивающем электронном микроскопе

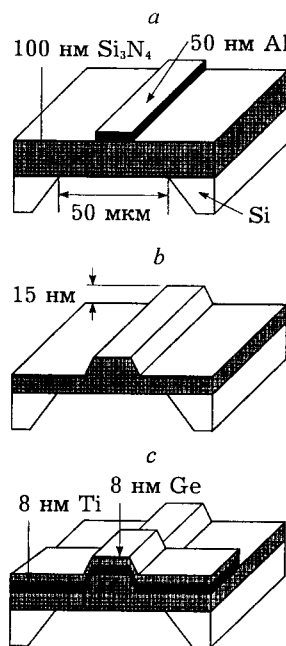


Рис. 3. Схема технологического процесса SECO: а – приготовление маски для плазмохимического травления, б – реактивное ионное травление и удаление маски, с – осаждение нанопроволоки из Ti с защитным слоем из Ge

было установлено, что поверхность Si_3N_4 после плазмохимического травления становится шероховатой. Средний размер шероховатостей около 4 нм, среднее расстояние между шероховатостями около 11 нм, размер по высоте меньше глубины травления. Естественно, что такого же масштаба шероховатости присутствуют на боковых гранях выступа, что ведет к соответствующим вариациям толщины слоев Ti и Ge.

Ступени вытравливались одновременно на десяти образцах, каждый из которых содержал две трехэлектродные структуры для измерения. Слои Ti и Ge одновременно напылялись на два образца из партии для варьирования толщин слоев от напыления к напылению. Цель варьирования состояла в поиске условий, позволяющих формировать туннельные переходы Ti/TiO_x на ступенях выступа при дефиците кислорода. Отбирались структуры, сопротивление которых попадает в требуемый диапазон при $T = 4,2$ К – от сотен килоом до 1 ГОм. Нижняя граница этого диапазона обусловлена условием наблюдения эффектов кулоновской блокады ($R \gg h/e^2 = 26$ кОм), а верхняя – электрометрическим пределом измеряемых токов (5 пА). Одновременно с напылением нанопроволок, пересекающих ступени, напылялись просто нанопроволоки таких же размеров для того, чтобы при комнатной температуре разделять вклады в сопротивление структуры от самих туннельных переходов и от нанопроволоки с контактами.

Сопротивление контрольных нанопроволок, измеренное по двухточечной схеме, при комнатной температуре составляло 40–50 кОм и увеличивалось на 10–20 % при охлаждении образца до температуры 4,2 К. Такое поведение сопротивления характерно для разупорядоченных металлов [44]. О существенной роли окисления титана свидетельствует двукратное увеличение сопротивления контрольных проволок без германия по сравнению с обычным случаем. Таким образом, можно говорить о воспроизводимом получении контрольных титановых нанопроволок и, следовательно, подводящих электродов к наноструктурам, формируемым возле выступа в Si_3N_4 . В противоположность этому сами наноструктуры получаются очень разными, что демонстрирует большой разброс их сопротивлений. Данный разброс присутствует и в группах из четырех нанопроволок, создаваемых одновременно, поэтому его нельзя отнести к управляемым факторам используемой технологии. В большинстве случаев сопротивление нанопроволок оказалось таким же, как в отсутствие выступа (ситуация закоротки), либо, напротив, было очень большим (разрыв высоким барьером). Из 26 напылений (104 структуры) только 17 структур имели сопротивление в требуемом диапазоне от сотен килоом до 1 ГОм при $T = 4,2$ К. В трех напылениях отмечено систематическое попадание в этот диапазон и уменьшение разброса сопротивлений структуры до одного порядка в группах по четыре нанопроволоки. Это указывает на резкий рост вероятности образования требуемых переходов в данной ситуации по сравнению со всей партией. При $T = 300$ К сопротивление получаемых наноструктур было существенно выше, чем у контрольных нанопроволок, и возрастало в 10–1000 раз при охлаждении образца до 4,2 К. Несмотря на защиту тонким слоем германия, сопротивление наноструктур, хранимых на воздухе, увеличивалось в несколько раз за сутки. В противоположность контрольным нанопроволокам этот процесс не имел быстрого насыщения, что свидетельствует о продолжении окисления титана на ступенях выступа через тонкие места Ge. Для предотвращения избыточного окисления использовалось хранение образцов в жидком азоте.

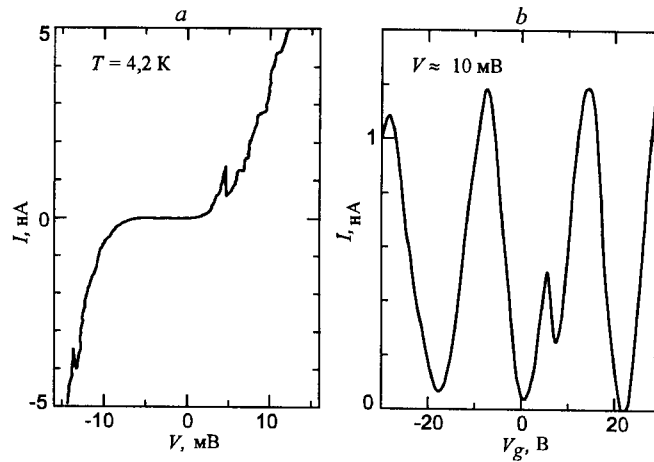


Рис. 4. Вольт-амперные (а) и затворные (б) характеристики образца № 1 с кулоновскими осцилляциями тока, имеющими период ~ 18 В по V_g и высокое отношение пик/долина при температуре 4,2 К

Результаты и обсуждение. С точки зрения получения транзистора интерес представляло исследование зависимости сопротивления структур от затворного напряжения при $T = 4,2$ К. В каждом из трех напылений, давших большую вероятность образования требуемых переходов, была обнаружена структура с искомыми периодическими осцилляциями сопротивления по затворному напряжению (рис. 4–6). Это первые наблюдения одноэлектронных

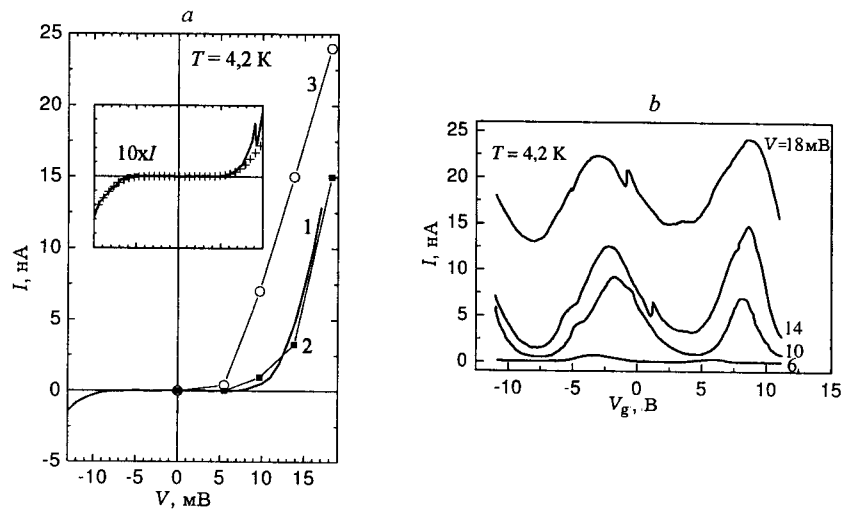


Рис. 5. Вольт-амперные (а) и затворные (б) характеристики образца № 2 с кулоновскими осцилляциями, имеющими период ~ 13 В: показано сужение пиков тока (формирование участков кулоновской блокады туннелирования) при уменьшении тянущего напряжения: кривая 1 – измерение, кривая 2 построена по точкам минимумов, кривая 3 – по точкам максимумов одноэлектронных осцилляций на семействе затворных характеристик; значения емкостей туннельных переходов, найденные моделированием кулоновской щели на зависимости $I(V)$ (крестики на вставке), составили $C_1 = C_2 = 10$ аФ

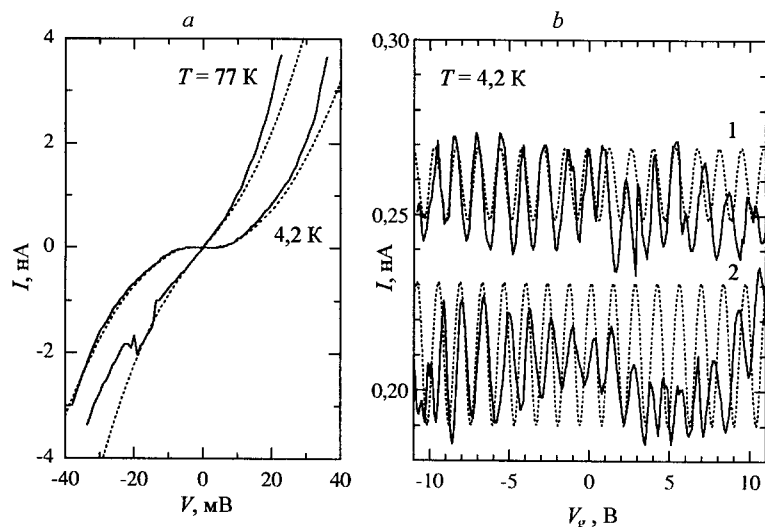


Рис. 6. Вольт-амперные (а) и затворные (б) характеристики образца № 3 с кулоновскими осцилляциями, имеющими период ~ 1 В, отношение пик/долина ~ 1 , и случайные переключения фазы при изменении поляризационного заряда q_0 в пределах $e/2$: кривые 1 и 2 записаны последовательно, пунктирные линии – результат моделирования со значениями параметров $C_1 = 17$ аФ, $C_2 = 11$ аФ, $C_g = 0,12$ аФ, $R_1 = 10\text{--}20$ МОм, $R_2 = 125\text{--}225$ МОм, $\alpha_1 = 0,25\text{--}0,5$ мэВ $^{-1}$, $\alpha_2 = 1$ мэВ $^{-1}$, сплошные линии – эксперимент

осцилляций тока для устройств, созданных методом SECO [31, 45–47]. Об одноэлектронной природе полученных осцилляций говорят рост отношения пик/долина, сужение пиков и образование плато нулевого тока между ними с уменьшением тянущего напряжения (см. рис. 5). Для тех же трех устройств при нулевых затворных напряжениях в ситуации с плавающим затвором зарегистрированы нелинейные зависимости тока от тянущего напряжения, имеющие плато нулевого тока (см. рис. 4–6). Проявлением высокой чувствительности устройств к зарядовому окружению являются случайные сбои фазы кулоновских осцилляций и переключения между кривыми вольт-амперных характеристик (ВАХ), которые обусловлены изменением поляризационного заряда q_0 кулоновского острова на доли элементарного заряда (см. рис. 6). Наблюдение периодического повторения кулоновских пиков одинаковой высоты и формы при изменении затворного напряжения характерно для обычных металлических одноэлектронных транзисторов с двойным туннельным переходом. Таким образом, были получены экспериментальные свидетельства работы созданных устройств как одноэлектронного транзистора на переходах с сопротивлением $R \gg h/e^2$, которое не зависит от затворного напряжения.

Для идентификации устройств важно, что наблюдаемые транзисторные характеристики успешно моделируются в рамках теории кулоновской блокады, т. е. вычисленные кривые с подобранными параметрами емкостей и сопротивлений соответствуют измеренным зависимостям тока от тянущего и затворного напряжений (см. рис. 5, 6). Учет уменьшения сопротивления переходов с ростом тянущего напряжения позволил определить их емкости, несмотря на отсутствие четкой границы плато кулоновской блокады на ВАХ. Подобранные емкости туннельных переходов и энергии зарядки оказались

практически одинаковыми для трех образцов. Основным результатом принятой технологии является получение на порядок меньших емкостей туннельных переходов (~ 10 аФ), чем для обычных металлических транзисторов с тем же литографическим размером. Тем самым получена энергия зарядки кулоновского острова ~ 4 мэВ, которая на порядок выше энергии тепловых флуктуаций при $T = 4,2$ К, что с большим запасом позволяет наблюдать эффекты кулоновской блокады при этой температуре. Заметим, что емкость острова такая же, как у изолированного диска диаметром 140 нм в среде с $\epsilon = 4$. Таким образом, можно говорить о соответствии между простой моделью транзистора, электрофизическими измерениями и используемым литографическим размером 100–150 нм. Однако соответствие электрофизики и литографии неполное, поскольку имеется разброс в пределах одного порядка у периодов одноэлектронных осцилляций на рис. 4–6 и, следовательно, у затворных емкостей кулоновского острова. Отсутствие жесткой связи литографического размера с этим параметром свидетельствует о неуправляемых вариациях структурных и емкостных свойств, т. е. о мезоскопическом характере рассматриваемых устройств.

Получение одноэлектронных транзисторов по предложенной технологии – событие довольно редкое из-за участия в формировании кулоновского острова случайных факторов (наномасштабных флуктуаций рельефа поверхности, толщины слоев и скорости окисления), а также из-за мезоскопических флуктуаций сопротивления высокоомных переходов с малой высотой потенциального барьера. О том, что такие флуктуации могут быть, говорят следующие наблюдения. Для некоторой части образцов затворные характеристики представляли собой кривые с максимумами без отчетливого периода (рис. 7). Можно предположить, что мезоскопические флуктуации тока связаны с вариациями проницаемости туннельных переходов при изменении затворного напряжения, например, из-за туннелирования через локализованные состояния [10, 11]. В других структурах с сопротивлением $R \gg h/e^2$ ситуация была более простой: измеренный ток практически не зависел от за-

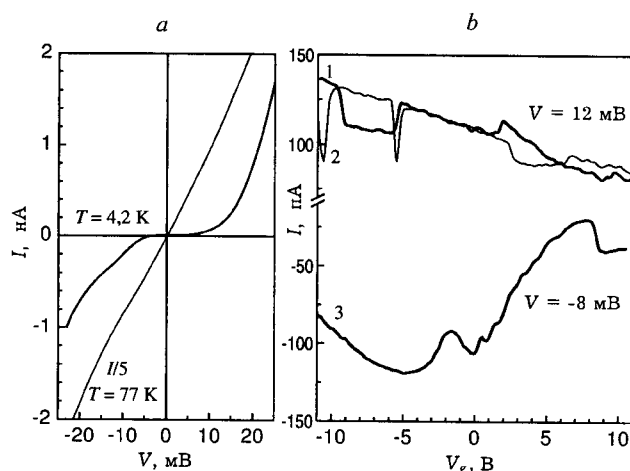


Рис. 7. Вольт-амперные (а) и затворные (б) характеристики образца № 4 с мезоскопическими флуктуациями сопротивления: затворные характеристики сняты на положительной ветви ВАХ (кривые 1, 2 записаны последовательно) и на отрицательной ветви в точке по V , близкой к излому ВАХ (кривая 3)

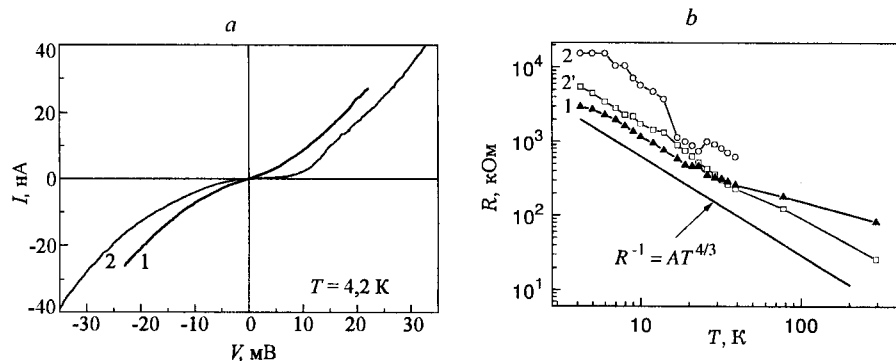


Рис. 8. Два типа ВАХ образцов с одиночным туннельным переходом [$I(V_g) \approx \text{const}$](а). Температурные зависимости сопротивления этих образцов (б): зависимости 2 и 2' записаны последовательно и смещены относительно друг друга в результате переключения

творного напряжения. Это значит, что в них действовал только один высокоомный переход с «бесструктурным» низким барьером, другой был закорочен. Сопротивление такого образца с достаточной надежностью относится к каждому одиночному туннельному переходу, из которых построен изучаемый одноэлектронный транзистор. Из рис. 8 видно, что сопротивление образцов с одним переходом резко уменьшается с ростом тянущего напряжения и температуры, что является непосредственным свидетельством роста проницаемости низкого потенциального барьера. Оценку высоты барьера дают kT_c и eV_c , определяющие уменьшение сопротивления в 2 раза по сравнению с пределами $T = 0$, $V = 0$. В нашем случае эти оценки имеют разброс в пределах 1–5 мэВ.

Измеренная для таких образцов нелинейная зависимость тока от напряжения может быть использована для моделирования работы металлического одноэлектронного транзистора с низким барьером в туннельных переходах [48]. Необходимо только в системе уравнений теории кулоновской блокады заменить выражение для сопротивления одиночного перехода более общим по сравнению со случаем высокого барьера: $R^{-1} = I(\Delta E/e)/(\Delta E/e)$, где ΔE – выигрыш энергии при туннелировании. Следует, однако, подчеркнуть, что форма кривых $I(V)$ у разных мезоскопических структур с одним переходом различна (см. рис. 8) и ее выбор для моделирования структур с двумя переходами не лишен произвола. При моделировании ситуации на рис. 9 мы использовали для сопротивлений переходов R_i ($i = 1, 2$) зависимость вида $R_i = R_{0i}/[1 + (\Delta E_i/\Delta E_{0i})^\gamma]$, причем здесь $\Delta E_i = 0$, если туннелирование энергетически невыгодно. По смыслу ΔE_{0i} является оценкой высоты потенциального барьера. Феноменологический параметр γ подбирался так, чтобы лучше воспроизвести измеренные характеристики транзистора. На рис. 9, б видно практически полное совпадение измеренных и вычисленных затворных характеристик для одного из образцов. Экспериментальные зависимости для другого образца (см. рис. 5) моделируются хуже, так как в этом случае, вероятно, имеются мезоскопические искажения характеристик переходов $I(V)$, которые не передаются простой степенной зависимостью. Тем не менее характеристики этих двух образцов подобны, и их моделирование позволило выявить важный качественный факт, который не был известен в теории кулоновской блокады и относится к случаю низкого потенциального барьера [47].

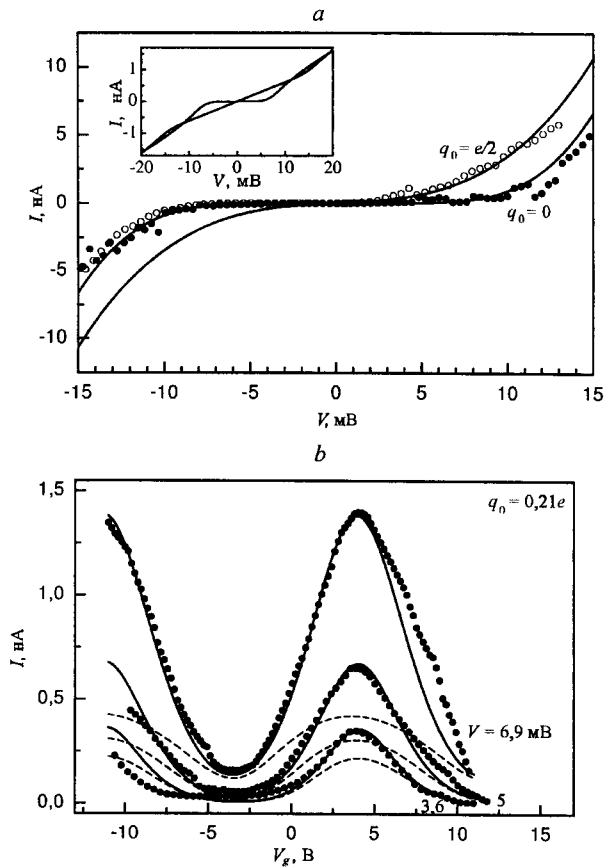
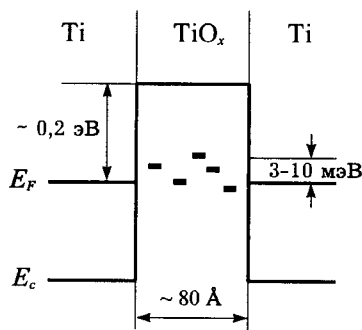


Рис. 9. Экспериментальные (точки) и вычисленные (сплошные линии) характеристики образца № 1 при $T = 4,2$ К, $R_{01} = 5$ МОм, $R_{02} = 3,3$ МОм, $C_1 = C_2 = 11$ аФ, $C_g = 0,01$ аФ, $\Delta E_{01} = \Delta E_{02} = 2,3$ мэВ, $\gamma_1 = \gamma_2 = 2$: *a* – сток-истоковые зависимости, для экспериментальной ВАХ имело место случайное переключение поляризационного заряда при $V > 0$ (светлые точки); *b* – затворные характеристики. На вставке в *a* и штриховыми линиями в *b* приведены вычисленные характеристики одноэлектронного транзистора, в котором $R_1, R_2 = \text{const}$ при сохранении остальных параметров

Суть этого факта видна из сравнения с характеристиками, вычисленными для устройства, имеющего те же параметры емкостей и сопротивлений, но высокие потенциальные барьеры. В последней (типичной) ситуации ветви ВАХ, относящиеся к закрытому и открытому состояниям одноэлектронного транзистора, быстро сближаются с ростом тянущего напряжения за пределами плато кулоновской блокады и в дальнейшем периодически пересекаются в равноотстоящих точках (вставка на рис. 9, *a*). Для одноэлектронных осцилляций по затворному напряжению это означает быстрое уменьшение амплитуды (штриховые кривые на рис. 9, *b*) и периодическое повторение переполюсов фазы осцилляций с ростом тянущего напряжения. В нашем случае, напротив, кривые ВАХ, относящиеся к закрытому и открытому состояниям, не пересекаются и не подходят друг к другу близко за пределами плато кулоновской блокады. Другими словами, кулоновские осцилляции в полученном одноэлектронном транзисторе сохраняют высокую амплитуду и не имеют

обычных переверотов фазы с ростом тянущего напряжения. Эксперимент и моделирование показывают, что данный вывод относится к образцам с большим периодом кулоновских осцилляций (~ 10 В), а ситуация для образца с малым периодом (~ 1 В) близка к стандартной (см. рис. 5).

Для заключения о реализации одноэлектронного транзистора знание причины нелинейности ВАХ одного перехода и точной природы низкого потенциального барьера необязательно. Однако следует заметить, что определенная в моделировании высота этого барьера ($\Delta E_{0i} = 1-5$ мэВ) существенно ниже значений, приводимых в литературе для Ti/TiO_x. Так, при $x = 2, 1, 5$ и 1 материал TiO_x считается полупроводником с шириной запрещенной зоны 3, 0,02 и 0,1 эВ соответственно [49]. В экспериментах по окислению пленки титана под острием атомно-силового микроскопа получена высота потенциального барьера для Ti/TiO_x около 200 мэВ. Предположительной причиной необычно резкой зависимости сопротивления перехода от тянущего напряжения и температуры является участие в туннелировании некоторых локализованных состояний и неупругих процессов (рис. 10). С этой точки зрения физический смысл высоты эффективного барьера ΔE_{0i} в том, что в пределе нулевой температуры при напряжениях, меньших $\Delta E_{0i}/e$, доминирует упругий канал туннелирования, а при больших напряжениях – неупругий и сопротивление перехода резко падает (см. рис. 8, а). Аналогично этому ослабление зависимостей $R(T)$ при $T \rightarrow 4,2$ К (кривые 1 и 2 на рис. 8, б) является следствием подавления неупругого туннелирования с уменьшением температуры. При $T \gg 4,2$ К температурные зависимости сопротивления одиночных переходов состоят из участков, описываемых степенным законом $R^{-1} \sim T^{4/3}$ (см. рис. 8, б). Этот закон характерен для неупругого туннелирования через цепочки, содержащие пары локализованных состояний при условии, что площадь туннельного перехода достаточно велика, вследствие чего вклады отдельных каналов усредняются (режим прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка) [50]. При таком механизме туннелирования ВАХ одного перехода в пределе нулевой температуры описывается зависимостью $I(V) \sim V^{7/3}$ [50]. Часто в экспериментах одна из двух ветвей ВАХ (при $V < 0$ или при $V > 0$) хорошо аппроксимируется степенной функцией с показателем, близким к 7/3, например, кривая 2 на рис. 8, а имеет показатель 2,01 при $V < 0$, тогда как противоположная ветвь имеет более сложную зависимость с изломом. Принимая во внимание малую площадь туннельного перехода, равную произведению ширины Ti полоски (100 нм) на толщину Ti на склоне ступени (~ 3 нм), и фиксированную плотность локализованных состояний в диэлектрике, близкое по энергиям расположение двух локализованных состояний в проводящей цепочке маловероятно, т. е. при $T = 4,2$ К наиболее вероятно условие $|E_i - E_j| > kT$, где E_i и E_j – энергии локализованных состояний (см. рис. 10). В этих условиях туннелирование с испусканием фонона, возможное только для одной из полярностей прило-



лее вероятно условие $|E_i - E_j| > kT$, где E_i и E_j – энергии локализованных состояний (см. рис. 10). В этих условиях туннелирование с испусканием фонона, возможное только для одной из полярностей прило-

Рис. 10. Энергетическая диаграмма туннельного перехода Ti/TiO_x/Ti, полученного методом SECO и содержащего локализованные состояния в потенциальном барьере

женного напряжения, становится энергетически более выгодным. Для противоположной полярности приложенного напряжения транспорт через данную пару локализованных состояний будет затруднен и с увеличением напряжения вероятно смена проводящей цепочки, а следовательно, и появление излома на ветви ВАХ [10]. Отметим, что затворные зависимости $I(V_g)$ двух туннельных переходов, чьи ВАХ изображены на рис. 8, очень слабые, и можно считать зависимость $I(V)$ постоянной в пределах точности 10 %. Тем не менее довольно часто затворные характеристики содержат нерегулярные минимумы и максимумы (см. рис. 7), что поддерживает предположение об участии в туннелировании локализованных состояний. Таким образом, экспериментальные результаты свидетельствуют о неупругом характере туннелирования в созданных туннельных переходах, и впервые на таких переходах Ti/TiO_x реализован одноэлектронный транзистор.

Заключение. Создан металлический одноэлектронный транзистор с эффективно-низкими потенциальными барьерами. Получены высокоомные переходы в титановой нанопроволоке-дорожке, пересекающей склоны резкого выступа изолирующей подложки. Найдено, что при низких температурах сопротивление перехода быстро падает с ростом тянущего напряжения и температуры, что свидетельствует об эффективно-низком потенциальном барьере (~3 мВ). Титановый затвор, размещенный на той же подложке, позволил наблюдать как отсутствие зависимости сопротивления перехода от затворного напряжения, так и разнообразное мезоскопическое поведение образцов, включая периодические осцилляции сопротивления. Моделирование вольт-амперных и затворных характеристик в рамках теории кулоновской блокады подтвердило гипотезу о зарядовой природе обнаруженных периодических осцилляций. Показано, что короткий участок проволоки между переходами может действовать как кулоновский остров с электрической емкостью переходов по 10 аФ, что позволяет наблюдать хорошо выраженные эффекты одноэлектронной зарядки острова при температуре 4,2 К. Одноэлектронный характер осцилляций с периодом 10 В по затворному напряжению проверен наблюдением эффекта кулоновской блокады – участков подавления тока между пиками в пределе малых тянущих напряжений. Созданный одноэлектронный транзистор позволил обнаружить необычный эффект – сохранение большой амплитуды и постоянной фазы кулоновских осцилляций с ростом тянущего напряжения. Данное свойство объяснено нелинейностью вольт-амперных характеристик переходов, т. е. эффективно-низким потенциальным барьером системы Ti/TiO_x, возникающей при разрыве титановой нанопроволоки в условиях нехватки кислорода. Найдены свидетельства того, что полученные латеральные высокоомные переходы представляют собой мезоскопические проводники с прыжковой проводимостью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sze S. M. VLSI Technology. N. Y.: McGraw-Hill Intern. Book Company, 1984.
2. Fulton T. A., Dolan G. J. Observation of single electron charging effects in small tunnel junctions // Phys. Rev. Lett. 1987. 59. P. 109.
3. Кузьмин Л. С., Лихарев К. К. Прямое наблюдение дискретного коррелированного одноэлектронного туннелирования // Письма в ЖЭТФ. 1987. 45. С. 389.
4. Likharev K. K. Correlated discrete transfer of single electrons in ultrasmall tunnel junctions // IBM Journ. Res. Develop. 1988. 32, N 1. P. 144.

5. **Kastner M. A.** Single electron transistor // *Rev. Mod. Phys.* 1992. **64**. P. 849 .
6. **Averin D. V., Likharev K. K.** Single electronics: A correlated transfer of single electrons and Cooper pairs in systems of small tunnel junctions // *Mesoscopic Phenomena in Solids* /Eds B. L. Altshuler, P. A. Lee, R. A. Webb. Amsterdam: Elsevier, 1991. Ch. 6. P. 173.
7. **Hofmann F., Heinzl T., Wharam D. A. et al.** Single electron switching in a parallel quantum dot // *Phys. Rev. B.* 1995. **51**. P. 13872.
8. **Fowler A. B.** Mesoscopic Localized Transport // *Physics of Nanostructures* /Eds J. H. Davies, A. R. Long. London: IOP Publishing Ltd, 1991. P. 163.
9. **Лайко Е. И., Орлов А. О., Савченко А. К. и др.** Отрицательное магнитосопротивление и осцилляции прыжковой проводимости короткого электронного канала в полевом Ga/As-транзисторе // *ЖЭТФ.* 1987. **93**. С. 2204.
10. **Орлов А. О., Савченко А. К.** Мезоскопические флуктуации вольт-амперной характеристики короткого образца с прыжковой проводимостью // *Письма в ЖЭТФ.* 1988. **47**. С. 393.
11. **Naito M., Beasley M. R.** Microscopic study of tunneling process via localized states in amorphous Si/SiO_x tunnel barriers // *Phys. Rev. B.* 1987. **35**, N 5. P. 2548.
12. **Korotkov A. N., Averin D. V., Likharev K. K., Vasenko S. A.** Single-electron transistors as ultrasensitive electrometers // *Single-Electron Tunneling and Mesoscopic Devices* /Eds. H. Koch, H. Lubbig. Berlin – Heidelberg – New York: Springer-Verlag, 1992. P. 45.
13. **Лихарев К. К.** О возможности создания аналоговых и цифровых интегральных схем на основе эффекта дискретного одноэлектронного туннелирования // *Микроэлектроника.* 1987. **16**, № 3. С. 195.
14. **Tucker J. R.** Complementary digital logic based on the "Coulomb blockade" // *Journ. Appl. Phys.* 1992. **72**. P. 4399.
15. **Chen R. H., Korotkov A. N., Likharev K. K.** Single-electron transistor logic // *Appl. Phys. Lett.* 1996. **68**. P. 1954.
16. **Korotkov A. N.** Coulomb blockade and digital single-electron devices // *Molecular Electronics* /Eds. J. Jortner, M. A. Ratner. Oxford: Blackwell, 1997. P. 157.
17. **Schönenberger C., Van Houten H., Donkersloot H. C.** Single-electron tunneling observed at room temperature by scanning-tunneling microscopy // *Europhys. Lett.* 1992. **20**, N 3. P. 249.
18. **Nejoh H., Aono M.** Incremental charging of a molecule at room temperature: disturbance of molecular electronic states due to the tunneling event // *Mod. Phys. Lett. B.* 1992. **6**. P. 187.
19. **Солдатов Е. С., Ханин В. В., Трифонов А. С. и др.** Одноэлектронный транзистор на основе одиночной кластерной молекулы при комнатной температуре // *Письма в ЖЭТФ.* 1996. **64**. С. 510.
20. **Chen W., Ahmed H., Nakazato K.** Coulomb blockade at 77 K in nanoscale metallic islands in a lateral nanostructure // *Appl. Phys. Lett.* 1995. **66**. P. 3383.
21. **Leobandung E., Guo L., Wang Y., Cho S. Y.** Observation of quantum effect and Coulomb blockade in silicon quantum dot transistor at temperatures over 100 K // *Appl. Phys. Lett.* 1995. **67**. P. 938.
22. **Leobandung E., Guo L., Chou S. Y.** Single hole quantum dot transistor in silicon // *Appl. Phys. Lett.* 1995. **67**. P. 2338.
23. **Matsumoto K., Ishii M., Segawa K. et al.** Room temperature operation of a single electron transistor made by the scanning tunneling microscope nanooxidation process for the TiO/Ti system // *Appl. Phys. Lett.* 1996. **68**. P. 34.

24. **Ono Y., Takahashi Y., Yamazaki K. et al.** Fabrication method for IC-oriented Si single-electron transistors // *IEEE Trans. on Electron Devices*. 2000. **47**. P. 147.
25. **Tilke A.T., Simmel F. C., Blick R. H. et al.** Coulomb blockade in silicon nanostructures // *Progress in Quantum Electronics*. 2001. **25**. P. 97.
26. **Драгунов В. П., Неизвестный И. Г., Гридчин В. А.** Основы наноэлектроники. Новосибирск: НГТУ, 2000.
27. **Кравченко А. Ф., Овсяук В. Н.** Электронные процессы в системах пониженной размерности. Новосибирск: НГУ, 2000.
28. **Nakamura Y., Pashkin Yu., Tsai J.** Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box // *Nature*. 1999. **398**. P. 786.
29. **Ioffe L. B., Geshkenbein V. B., Feigel'man M. V. et al.** Environmentally decoupled sds-wave Josephson junctions for quantum computing // *Ibid*. P. 697.
30. **Matsuoka H., Kimura S.** Transport properties of a single-electron transistor at 4.2 K // *Appl. Phys. Lett.* 1995. **66**. P. 613.
31. **Литвин Л. В., Колосанов В. А., Могильников К. П. и др.** Создание одноэлектронных устройств методом SECO (Step Edge Cut Off) на системе Ti/TiO_x // *Микроэлектроника*. 2000. **29**, № 3. С. 189.
32. **Grabert H., Ingold G.-L., Devoret M. H. et al.** Single electron tunneling rates in multijunction circuits // *Z. Phys. B*. 1991. **84**. P. 143.
33. **Wilkins R., Ben-Jacob E., Jaklevic R. C.** STM observations of Coulomb blockade and oxide polarization in small metal droplets // *Phys. Rev. Lett.* 1989. **63**. P. 801.
34. **Baksheyev D. G., Tkachenko V. A.** Modeling of Coulomb blockade in quasi 1D-nanostructure // *Proc. Second Intern. Conf. NANO-II (August 2–6, Moscow, 1993)*. Moscow: Herald of Russian Acad.Tech. Sci. 1994. **1**, N 7b. P. 723.
35. **Geigenmüller U., Schön G.** Single-electron effects in arrays of normal tunnel junctions // *Europhys. Lett.* 1989. **10**. P. 765.
36. **Nejoh H., Aono M., Baksheyev D. G. et al.** Electron tunneling through a molecule observed by STM // *Abstracts of 2nd Intern. Conf. Physics of Low-Dimensional Structures*. Dubna, Russia, 1995. P. 13.
37. **Nejoh H., Aono M., Baksheyev D. G., Tkachenko V. A.** Single-electron charging of a molecule observed in scanning tunneling scattering experiments // *Journ. Vac. Sci. Technol. B*. 1996. **14**. P. 2399.
38. **Likharev K. K.** Single-electronics: correlated transfer of single electrons in ultrasmall junctions, arrays, and systems // *NATO ASI. Ser. B: Physics*. 1991. **251**. P. 371.
39. **Altmeyer S., Spangenberg B., Kurz H.** A new concept for the design and realization of metal based single electron devices: Step edge cut-off // *Appl. Phys. Lett.* 1995. **67**. P. 569.
40. **Altmeyer S., Kuhnel F., Spangenberg B., Kurz H.** A possible road to 77 K single electron devices // *Semicond. Sci. Technol.* 1996. **11**. P. 1502.
41. **Matsumoto K., Takahashi S., Ishii M. et al.** Application of STM nanometer-size oxidation process to planar-type MIM diode // *Jap. Journ. Appl. Phys.* 1995. **34**. P. 1387.
42. **Irmer B., Kehrle M., Lorenz H., Kotthaus J. P.** Fabrication of Ti/TiO_x tunneling barriers by tapping mode atomic force microscopy induced local oxidation // *Appl. Phys. Lett.* 1997. **71**. P. 1733.
43. **Snow E. S., Campbell P. M., Rendell R. W. et al.** A metal/oxide tunneling transistor // *Semicond. Sci. Technol.* 1998. **13**. P. A75.
44. **Lee P. A.** Disordered electronic system // *Rev. Mod. Phys.* 1985. **57**. P. 287.

45. **Квон З. Д., Литвин Л. В., Ткаченко В. А., Асеев А. Л.** Одноэлектронные транзисторы на основе эффектов кулоновской блокады и квантовой интерференции // Успехи физ. наук. 1999. 169, № 4. С. 471.
46. **Литвин Л. В., Колосанов В. А., Могильников К. П. и др.** Наблюдение эффекта кулоновской блокады в структурах, созданных методом SECO (Step Edge Cut Off) // Всерос. науч.-техн. конф. «Микро- и нанoeлектроника-98», 24–29 апреля 1999. Звенигород, 1999. С. Р3-16.
47. **Литвин Л. В., Колосанов В. А., Бакшеев Д. Г. и др.** Кулоновская блокада в условиях неупругого туннелирования // Письма в ЖЭТФ. 2000. 72, № 5. С. 388.
48. **Korotkov A. N., Nazarov Yu. V.** Single-electron tunneling coexisting with the barrier suppression // Physica B. 1991. 173. P. 217.
49. **Григорьев И. С., Мейлихова Е. З.** Физические величины. М.: Энергоиздат, 1991.
50. **Глазман Л. И., Матвеев К. А.** Неупругое туннелирование через тонкие аморфные пленки // ЖЭТФ. 1988. 94, вып.6. С. 332.

*Институт физики полупроводников СО РАН,
E-mail: litvin@thermo.isp.nsc.ru*

*Поступила в редакцию
18 мая 2001 г.*