

Туннелирование через локализованные барьерные состояния в сверхпроводниковых гетероструктурах

В.Е. Шатерник¹, А.П. Шаповалов^{1,2}, А.В. Суворов¹,
Н.А. Скорик^{1,3}, М.А. Белоголовский¹

¹Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины, пр. Академика Вернадского, 36, г. Киев, Украина
E-mail: shaternikv@i.ua

²Институт сверхтвердых материалов им. В.Н. Бакуля НАН Украины, ул. Автозаводская, 2, г. Киев, Украина

³ООО «НаноМедТех», ул. Антоновича, 68, г. Киев, Украина

Статья поступила в редакцию 9 февраля 2016 г., опубликована онлайн 23 марта 2016 г.

Созданы и экспериментально исследованы тонкопленочные гетероструктуры, состоящие из сверхпроводниковых обкладок (сплав молибдена с рением) и допированного вольфрамом наноразмерного слоя кремния. В интервале напряжений от -800 до 800 мВ и при температурах $4,2$ – 8 К были измерены вольт-амперные характеристики таких переходов, на которых впервые наблюдались локальные максимумы тока на фоне скачкообразного увеличения его величины. Положения этих особенностей, симметричных относительно нуля напряжений, менялись от образца к образцу в пределах 40 – 300 мВ. С ростом температуры они размывались и полностью пропадали с исчезновением сверхпроводимости в электродах. Природу наблюдаемых сингулярностей мы связываем с особенностями электронного туннелирования через локализованные в полупроводниковом барьере примесные состояния. Использование сверхпроводящего электрода усиливает взаимодействие локализованного электрона с электронами проводимости благодаря корневой расходимости в плотности электронных состояний сверхпроводника.

Створено та експериментально досліджено тонкоплівкові гетероструктури, що складаються з надпровідних обкладинок (сплав молібдену з ренієм) та допованого вольфрамом нанорозмірного шару кремнію. В інтервалі напруг від -800 до 800 мВ і при температурах $4,2$ – 8 К було виміряно вольт-амперні характеристики таких переходів, на яких вперше спостерігалися локальні максимуми струму на тлі стрибкоподібного збільшення його величини. Положення цих особливостей, симетричних відносно нуля напруг, змінювалися від зразка до зразка в межах 40 – 300 мВ. Із зростанням температури вони розмивалися і повністю пропадали зі зникненням надпровідності в електродах. Природу сингулярностей, що спостерігалися, ми пов'язуємо з особливостями електронного тунелювання через локалізовані в напівпровідниковому бар'єрі домішкові стани. Використання надпровідного електрода підсилює взаємодію локалізованого електрона з електронами провідності завдяки кореневій розбіжності в щільності електронних станів надпровідника.

PACS: 73.21.La Квантовые точки;

73.23.Nk Кулоновская блокада, одноэлектронное туннелирование;

74.50.+r Туннельные явления; эффекты Джозефсона.

Ключевые слова: электронное туннелирование, гетероструктуры сверхпроводник–допированный полупроводник–сверхпроводник, локализованные состояния, ферми-краевая сингулярность.

На процесс низкотемпературного туннелирования квазичастичных возбуждений в твердотельных гетероструктурах со случайно-неоднородными барьерами существенное влияние оказывают многократные подбарьерные столкновения с рассеивающими центрами. При

этом стандартный подход, основанный на представлении о туннелировании электронов через гладкий потенциальный барьер, оказывается неприемлемым, например, когда определяющими для заданной конфигурации рассеивателей в конкретном образце оказываются эф-

факты квантовой интерференции. В качестве примера можно привести процессы зарядового транспорта в трехслойных системах металл–изолятор–металл (МИМ) с диэлектрической (либо полупроводниковой) прослойкой, содержащей наноразмерные включения (примеси или кластеры) проводящего материала. Если энергия налетающих на барьер частиц лежит ниже энергии связанных состояний в примесных центрах, то имеет место нерезонансное туннелирование. В противоположном случае может возникать эффект резонансного прохождения частиц через барьер. При этом для каждой энергии реализуются маловероятные конфигурации примесных центров (резонансно-перколяционные траектории [1]), которые соответствуют коэффициенту прохождения (прозрачности), близкой к единице. Поскольку прозрачность подавляющего большинства примесных конфигураций мала, резонансно-перколяционные траектории как раз и определяют усредненную прозрачность D барьерного слоя, который должен быть сравнительно толстым.

Если металлические обкладки такого трехслойного сэндвича находятся в сверхпроводящем состоянии (S), то оказывается возможным прохождение сверхтока через неоднородный барьер I, толщина которого может заметно превосходить соответствующую величину для аналогичного однородного барьера без металлических включений. Эта идея реализована в работах [2–5], где в качестве промежуточного слоя I использовался кремний с примесью вольфрама. В наших предыдущих работах [4,5], в которых в качестве сверхпроводящих обкладок использовался сплав молибдена с рением с критической температурой T_c порядка 9 К, а Si прослойка имела толщину 30–40 нм, было показано, что такие структуры представляют собой безгистерезисный джозефсоновский переход, в котором локальная прозрачность барьера меняется в очень широких пределах от нуля до единицы, и ее распределение имеет два максимума при $D = 0$ и $D = 1$.

Как показано в [4], этот результат следует из предположения о равномерном распределении энергий связанных в металлических гранулах состояний. Однако непосредственных доказательств того, что такие гранулы действительно существуют в наших образцах, не было. Цель данной работы — получить дополнительные аргументы, которые свидетельствовали бы о наличии наноразмерных металлических включений в кремниевой прослойке и электрического транспорта через них. Одно из косвенных доказательств последнего — эффект кулоновской блокады, который наблюдался нами [4] при сравнительно малых концентрациях вольфрама $c_W < 5$ ат.% и сопровождался отсутствием сверхтока через переход. Ниже мы приводим новые низкотемпературные данные для таких образцов, которые указывают на наличие в них так называемой ферми-краевой сингулярности, проявляющейся в виде ло-

кального максимума тока на фоне скачкообразного увеличения его величины [6].

Переходы Джозефсона MoRe–Si(W)–MoRe вида *in-line* изготавливались методом магнетронного распыления мишеней в потоке аргона (давление порядка 0,1 Па) с последующим осаждением тонких пленок через металлические маски на поликоровые (поликристаллический Al_2O_3) подложки. Слои молибден-ренийевого сплава напылялись на подложку при комнатной температуре и имели $T_c \sim 9$ К. Пленки кремния, допированного вольфрамом, осаждались путем распыления сборной мишени в потоке аргона, при этом мишень состояла из пластины кремния Si, на которой были расположены несколько проволочек вольфрама диаметром 0,3 мм. Изменяя количество проволочек на мишени, можно менять концентрацию вольфрама в кремниевой прослойке. Толщина MoRe слоев, которые служили верхними и нижними электродами переходов Джозефсона MoRe–Si(W)–MoRe, составляла 100–150 нм, а толщина полупроводникового барьера менялась в диапазоне 5–20 нм.

Экспериментальный анализ поверхности кремниевых слоев, допированного вольфрамом, выполнен с помощью сканирующего электронного микроскопа фирмы Tesla, имеющего предельное разрешение порядка 2 нм. Даже с таким разрешением поверхность слоя Si(W) выглядела совершенно гладкой и однородной без каких-либо признаков кластеров вольфрама, что, по-видимому, указывает на очень маленькие размеры кластеров W (во всяком случае менее 5 нм). Выполненные одновременно исследования состава пленок Si(W) с помощью приставки для микроанализа в составе сканирующего электронного микроскопа показали, в основном, отсутствие вольфрама в пленке Si(W), и лишь в отдельных местах пленки наблюдалось наличие небольшого количества вольфрама — там, где, наверное, расположены кластеры W. Влияние температуры на обсуждаемые далее сингулярности в туннельных кривых изучалось с помощью термостатирования образца в парах гелия, когда теплоотвод выделяемого джоулева тепла ухудшен по сравнению со случаем погружения образца в жидкий гелий. Заметим также, что при этом избыточная тепловая нагрузка для более толстого барьера будет выше из-за роста выделяемой в нем мощности.

Как и в работах [4,5], при сравнительно высоких концентрациях вольфрама $c_W > 6$ ат.% мы наблюдали вольт-амперные кривые, которые демонстрировали не только сверхпроводящую компоненту тока I_S в отсутствие падения напряжения на переходе, но и наличие достаточно большого избыточного тока I_{exc} . Эти два фактора однозначно указывают на высокую прозрачность Si(W) прослойки, поскольку возникновение I_S и I_{exc} является следствием того, что коэффициент про-

хождения электронов через барьерную прослойку близок к единице [7].

Обсудим экспериментальные результаты, полученные для концентрации вольфрама $c_W = 4$ ат. % и измеренные в диапазоне напряжений -800 до $+800$ мВ в интервале температур $4,2-7,5$ К. В таких образцах ни сверхток, ни избыточный ток не наблюдались, а вольт-амперные характеристики имели необычный вид, который не наблюдался в традиционных SIS туннельных переходах. По форме полученные $I-V$ кривые, см. рис. 1, напоминают соответствующие характеристики для туннельных МІМ переходов с локализованной внутри барьера примесью, которые предсказаны в работе К.А. Матвеева и А.И. Ларкина [6]. Рассмотренная ими задача предполагает асимметричное местоположение примеси в барьере, например, она смещена ближе к левому электроду, так что вероятность туннелирования на соответствующий локальный уровень из левого электрода намного превышает вероятность ухода в правый электрод, которая и определяет туннельный ток через данную структуру. Стандартная теория туннелирования через локализованный в барьере уровень с энергией E_i [8], основанная на одноэлектронном приближении, предсказы-

вает ступенчатый рост туннельного тока при таком напряжении $V = V_{th}$, когда уровень Ферми правой обкладки станет равным величине E_i . Такой подход, однако, игнорирует кулоновское взаимодействие между электроном, находящимся на примесном уровне (например, положительно заряженной примеси или кластера), и электронами проводимости в металлических обкладках туннельного перехода. В этом случае полный заряд примеси и электрона, пришедшего из левого электрода, равен нулю. Однако при туннелировании этого электрона в правую обкладку появляется положительный заряд, который создает потенциал $U_{kk'}$ и притягивает электроны проводимости. В результате при $V > V_{th}$ возникает добавка к току [6]

$$I(V) \propto \left(\frac{W}{e(V - V_{th})} \right)^\alpha \theta(V - V_{th}), \quad (1)$$

где $\alpha = 2\nu|U|$, ν и W — плотность электронных состояний на уровне Ферми и характерная зонная энергия в правом металле, U — усредненный по импульсам k и k' потенциал $U_{kk'}$. Показатель степени α тем больше и, следовательно, максимум тока тем выразительнее, чем больше отношение фермиевской длины волны λ_F в правом электроде к расстоянию от него до примеси. Поэтому авторы [6] рекомендовали использовать в качестве обкладок туннельного контакта допированные полупроводники со сравнительно большой λ_F . Экспериментально ферми-краевая сингулярность на вольт-амперных характеристиках туннельных переходов наблюдалась в диапазоне температур от $0,1$ до $1,5$ К (см. работу [9] с электродами из GaAs и ссылки в ней).

Тот факт, что в исследованном нами температурном интервале $4,2-8$ К ферми-краевая сингулярность не проявляется в туннельных контактах с металлическими электродами в нормальном состоянии, очевиден из рис. 1, где пик на $I-V$ зависимости исчезает при температурах, близких к T_c молибден-ренийевого сплава. Чтобы усилить обсуждаемую особенность, в качестве электродов мы использовали сверхпроводники. В плотности квазичастичных состояний последних имеется корневая сингулярность при энергии, равной энергетической щели сверхпроводника. Хорошо известно, что сверхпроводящий инжектор существенно усиливает сингулярности в туннельных кривых по сравнению с аналогичным нормальным электродом [10]. Именно такой эффект и наблюдался на рис. 1. Местоположения этих особенностей менялись от образца к образцу в пределах $40-300$ мВ. Отметим также небольшой гистерезис в туннельных характеристиках, связанный, видимо, с наличием участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением на вольт-амперных кривых переходов, а также, возможно, с нагревом образца в области высоких токов и напряжений.

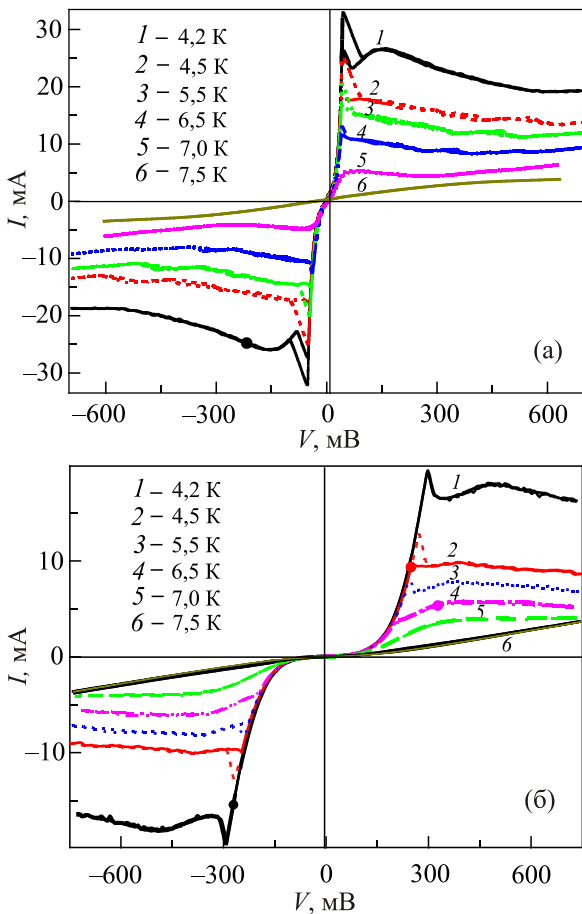


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Вольт-амперные характеристики туннельного перехода MoRe–Si(W)–MoRe с барьером толщиной 15 (а) и 30 (б) нм и концентрацией вольфрама 4 ат. %.

Таким образом, нами реализованы и исследованы трехслойные пленочные туннельные переходы MoRe–Si(W)–MoRe, в которых туннелирование осуществляется преимущественно через один нанокластер, смещенный от центра по направлению к одному из электродов. Асимметрия местоположения такого кластера и взаимодействие туннелирующего электрона с электронами проводимости одной из металлических обкладок приводит к возникновению одиночной ферми-краевой сингулярности на вольт-амперных характеристиках в диапазоне температур 4,2–7 К, которая отсутствует, если электроды переходят в нормальное состояние. Для усиления этой особенности мы впервые использовали сверхпроводящий инжектор, который позволил наблюдать локальный максимум в туннельном токе на фоне его скачкообразного роста. Он исчезал при приближении температуры измерений к критической температуре сверхпроводящего перехода молибден-ренийевого сплава, который использовался в качестве обкладок исследованных туннельных переходов.

Один из авторов статьи (М.А.Б.) был в числе первых курсовиков и дипломников Кирилла Борисовича Толпыго. Начиная с первого курса, на котором К.Б. читал механику, и вплоть до окончания Донецкого государственного университета, М.А.Б. находился под постоянным влиянием своего учителя. К.Б. учил нас, студентов, не только физике, он показывал пример порядочности, принципиальности и оптимизма. Человек необыкновенной харизмы, как теперь говорят, острого ума и истинной интеллигентности, таким он навсегда останется в памяти тех, кто когда-либо общался с ним.

1. И.М. Лифшиц, В.Я. Кирпиченков, *ЖЭТФ* **77**, 989 (1979).
2. А.Л. Гудков, М.Ю. Куприянов, К.К. Лихарев, *ЖЭТФ* **94**, 319 (1988).
3. А.Л. Гудков, М.Ю. Куприянов, А.Н. Самусь, *ЖЭТФ* **141**, 939 (2012).
4. V. Shaternik, A. Shapovalov, M. Belogolovskii, O. Suvorov, S. Döring, S. Schmidt, and P. Seidel, *Mater. Res. Express* **1**, 026001 (2014).
5. V. Lacquaniti, C. Cassiago, N. De Leo, M. Fretto, A. Sosso, P. Febvre, V. Shaternik, A. Shapovalov, O. Suvorov, M. Belogolovskii, and P. Seidel, *IEEE Trans. Applied Supercond* **26** (2016).
6. K.A. Matveev and A.I. Larkin, *Phys. Rev. B* **46**, 15337 (1992).

7. V. Shaternik, M. Belogolovskii, T. Prikhna, A. Shapovalov, O. Prokopenko, D. Jabko, O. Kudrja, O. Suvorov, and V. Noskov, *Phys. Proc.* **36**, 94 (2012).
8. А.В. Чаплик, М.В. Энтин, *ЖЭТФ* **67**, 208 (1974).
9. Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин, Л. Ивс, И.А. Ларкин, А. Патанэ, О.Н. Макаровский, М. Хенини, *ЖЭТФ* **132**, 175 (2007).
10. В.М. Свистунов, М.А. Белоголовский, *Туннельная спектроскопия квазичастичных возбуждений в металлах*, Наукова думка, Киев (1986).

Tunneling into localized barrier states in superconducting heterostructures

V.E. Shaternik, A.P. Shapovalov, A.V. Suvorov, M.A. Skoryk, and M.A. Belogolovskii

Thin-film heterostructures consisting of superconducting electrodes (molybdenum-rhenium alloy) and a nanoscaled silicon layer doped by tungsten have been designed and experimentally studied. Current-voltage characteristics of the junctions that for the first time exhibited local maxima on the current abrupt increase background were measured in the voltage range from –900 to 900 mV, and at temperatures from 4.2 to 8 K. The feature positions, symmetrical with respect to zero voltage, varied from sample to sample in the interval from 40 to 300 mV. With increasing temperature, they were washed out and completely disappeared with the disappearance of superconductivity in the electrodes. We relate the nature of the observed singularities to specific features of electron tunneling through localized in semiconducting barrier impurity states. The use of a superconducting electrode enhances the interaction between localized electrons and conduction ones due to square-root divergence in the density of electron states of a superconductor.

PACS: 73.21.La Quantum dots;
73.23.Hk Coulomb blockade; single-electron tunneling;
74.50.+r Tunneling phenomena; Josephson effects.

Keywords: electron tunneling, heterostructures superconductor–doped semiconductor–superconductor, localized states, Fermi-edge singularity.