

# Зарядовый транспорт в сверхпроводящих гетероструктурах MoRe–Si(W)–MoRe с гибридным полупроводниковым барьером с нанокластерами металла

В.Е. Шатерник<sup>1</sup>, А.П. Шаповалов<sup>1,2</sup>, А.Ю. Суворов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины  
пр. Академика Вернадского, 36, г. Киев, Украина  
E-mail: shaternikovlod@gmail.com*

<sup>2</sup>*Институт сверхтвердых материалов им. В.Н. Бакуля НАН Украины  
ул. Автозаводская, 2, г. Киев, Украина*

Статья поступила в редакцию 13 февраля 2017 г., опубликована онлайн 25 мая 2017 г.

Созданы и экспериментально исследованы тонкопленочные гетероструктуры MoRe–Si(W)–MoRe, состоящие из сверхпроводящих обкладок (сплав молибдена с рением) и гибридного полупроводникового туннельного барьера из наноразмерного слоя кремния с нанокластерами вольфрама. Вольт-амперные характеристики таких переходов были измерены в широком интервале напряжений от –900 до 900 мВ и при температурах 4,2–8 К под воздействием магнитного поля и СВЧ излучения. Авторы полагают, что полученные температурные зависимости сверхпроводящего критического тока и нормального сопротивления гетероструктуры указывают на возможность реализации в них режима кулоновской блокады, резонансного туннелирования и резонансно-перколяционного механизма транспорта в зависимости от содержания вольфрама в гибридном барьере и величины приложенного к образцам напряжения смещения. Измеренные характеристики позволяют предположить, что при превышении некоторого критического значения сверхтока в кластерах вольфрама возникают центры проскальзывания фазы сверхпроводящего параметра порядка.

Створено та експериментально досліджено тонкоплівкові гетероструктури MoRe–Si(W)–MoRe, що складаються з надпровідних обкладинок (сплав молибдену з ренієм) та гібридного напівпровідникового тунельного бар'єру з нанорозмірного шару кремнію з нанокластерами вольфраму. Вольт-амперні характеристики таких переходів було виміряно в широкому інтервалі напруг від –900 до 900 мВ та при температурах 4,2–8 К під дією магнітного поля та НВЧ випромінювання. Автори висувають припущення, що отримані температурні залежності надпровідного критичного струму та нормального опору гетероструктури вказують на можливість реалізації режиму кулонівської блокади, резонансного тунелювання та резонансно-перколяційного механізму транспорту в них в залежності від вмісту вольфраму в гібридному бар'єрі та величини прикладеної до гетероструктури напруги зсуву. Виміряні характеристики дозволяють припустити, що при перевищенні деякого критичного значення надструму в кластерах вольфраму виникають центри проковзування фази надпровідного параметру порядку.

PACS: 73.23.Nk Кулоновская блокада, одноэлектронное туннелирование;  
74.50.+r Туннельные явления; эффекты Джозефсона;  
74.81.-g Неоднородные сверхпроводники и сверхпроводящие системы, включая электронные неоднородности.

Ключевые слова: резонансное туннелирование, гибридные сверхпроводниковые гетероструктуры, резонансно-перколяционный транспорт, одномерный транспорт.

## 1. Введение

В 1962 г. Б. Джозефсон [1] предсказал возможность существования сверхпроводящего тока куперовских пар (стационарный эффект Джозефсона) через тонкий слой изолятора в переходе сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (SIS). Это предсказание вскоре было подтверждено экспериментально и заложило основу новой сверхпроводниковой электроники на базе переходов Джозефсона. Для улучшения высокочастотных характеристик и подавления нежелательного гистерезиса на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) джозефсоновских переходов в качестве альтернативы были предложены гетероструктуры S–N–S типа (N — слой нормального металла). В работе И.О. Кулика и А.Н. Омелянчука [2] было показано, что в таких переходах на S–N интерфейсах имеют место андреевские отражения и формируются связанные андреевские состояния, через которые и реализуется бездиссипативный транспорт заряда. Из-за существенного подавления сверхпроводимости вследствие эффекта близости сверхпроводящего слоя с нормальным переходы Джозефсона S–N–S типа не получили широкого распространения в практических устройствах.

В настоящее время одним из основных направлений развития сверхпроводниковой электроники является миниатюризация переходов Джозефсона, которая требует использования в них туннельных барьеров высокой прозрачности  $D \sim 0,1$ . В работе [3] на примере таких Nb–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Nb переходов было установлено, что в них, как и в структурах S–N–S типа, существенную роль играют процессы андреевских отражений, и поэтому барьер Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> можно рассматривать как неоднородный с универсальным распределением  $\rho(D)$  прозрачностей Шепера–Бауэра [4] для неупорядоченного интерфейса. Заметим, что универсальное распределение  $\rho(D)$  имеет ряд недостатков, в частности, оно ненормировано и содержит пределы  $D_{\max} = 1$  и  $D_{\min} = 0$ , которые не реализуются в эксперименте. Реальная ВАХ формируется в результате усреднения большого количества вольт-амперных кривых с разными параметрами  $D$ , при этом значения  $D_{\max}$  и  $D_{\min}$  отличаются от нуля и единицы и определяются в каждом конкретном случае путем сравнения экспериментальной и рассчитанной характеристик [5].

В работе [6] исследовались переходы Nb– $\alpha$ -Si(W)–Nb, в которых барьером является слой полупроводника — аморфного кремния, допированного вольфрамом (структуры S–Sm–S типа). Было установлено, что такие переходы Джозефсона являются перспективными для практических применений, поскольку имеют достаточно большие значения характеристического напряжения  $\sim 1$  мВ и высокие значения плотности критического тока Джозефсона  $I_c = 10^2$  А/см<sup>2</sup>. Механизмом транспорта заряда в таких переходах можно управлять, меняя концен-

трацию допанта в полупроводниковой матрице, и таким образом переходить от непосредственной проводимости через вырожденный полупроводник к резонансному транспорту. Хорошее совпадение полученных в [6] экспериментальных зависимостей с расчетными данными дает теоретическая модель Лихарева [7] для S–N–S структур. Это означает, что в данном случае реализуется резонансно-перколяционный транспорт зарядов через одно или два локализованных состояния в барьере, а знак кривизны  $d^2I_c(T)/dT^2$  измеренных экспериментальных зависимостей критического сверхпроводящего тока от температуры при этом является положительным.

Сейчас достигнут существенный прорыв в исследованиях, направленных на увеличение времени декогеренции квантового транспорта для некоторых типов джозефсоновских устройств. Одним из вариантов такого устройства является джозефсоновская гетероструктура сверхпроводник–полупроводниковая нанопроволочка–сверхпроводник, в которой реализуются преимущества одномерного, топологически защищенного транспорта сверхпроводящего тока Джозефсона [8], теоретически предложенные Китаевым в [9]. В работах [10–13] мы экспериментально исследовали тонкопленочные гибридные гетероструктуры сверхпроводник–полупроводник, допированный металлом–сверхпроводник (MoRe–Si(W)–MoRe). В работе [10] были реализованы различные механизмы зарядового транспорта в зависимости от содержания вольфрама в кремниевом барьере. На ВАХ таких гетероструктур с малым содержанием вольфрама впервые наблюдалось [11] появление ярко выраженных резонансных пиков тока при напряжениях смещения от 40 до 300 мВ, обусловленных особенностями электронного туннелирования через локализованные в барьере примесные состояния. Эти сингулярности возникают вследствие кулоновского взаимодействия локализованного в барьере электрона с электронами проводимости в электродах и усиливаются при наличии сверхпроводящих электродов благодаря БКШ сингулярностям в плотности их электронных состояний. Эффекты внутреннего шунтирования были рассмотрены в [12]. В работе [13] на основе анализа данных электронной просвечивающей микроскопии авторы высказали идею, что при совместном магнетронном осаждении кремния и вольфрама вследствие эффекта самоорганизации в пленке кремния формируется двумерная сетка кластеров вольфрама (диаметром 10–50 нм, расположенных на расстоянии 0,5–1 мкм друг от друга), через которые и реализуется транспорт зарядов в таких гетероструктурах.

Характерными признаками наличия одномерного туннельного транспорта в слоистых структурах являются необычные температурные и магнитопольевые зависимости их проводимости в параллельных магнитных полях. Они в значительной степени похожи на соответствующие результаты для слоистых высокотемпературных сверхпроводников, в которых сверхпроводимость

возникает в плоскостях медь–кислород, а электронный туннельный транспорт осуществляется в направлении, перпендикулярном слоям, т.е. также является квазиодномерным [14]. Исследованию особенностей зарядового транспорта в таких гетероструктурах и посвящена данная статья.

## 2. Экспериментальная методика и результаты

Трехслойные структуры MoRe–Si(W)–MoRe, схематически изображенные на рис. 1, изготавливались методом магнетронного распыления мишеней в потоке аргона (давление порядка 0,1 Па) с последующим осаждением тонких пленок на поликорковые (поликристаллический  $Al_2O_3$ ) подложки через металлические маски. Размеры создаваемых гетероструктур составляли от  $50 \times 50$  мкм до  $100 \times 100$  мкм. Слои молибден-рениевого сплава осаждались на подложку при комнатной температуре и имели  $T_c \sim 9$  К. Плотность сверхпроводящего критического тока MoRe пленок составляла  $j_{MoRe} \sim 10^6$  А/см<sup>2</sup> при  $T = 4,2$  К, такая пленка сечением  $100$  мкм  $\times$   $100$  нм переносит сверхпроводящий ток вплоть до 100 мА. Пленки кремния, допированного вольфрамом, осаждались путем распыления сборной мишени в потоке аргона, при этом мишень состояла из пластины кремния, на которой было расположено несколько проволочек вольфрама диаметром 0,3 мм. Изменяя количество проволочек на мишени, мы могли менять содержание вольфрама в кремниевых прослойках Si(W).

Запись ВАХ созданных образцов проводилась, в основном, в режиме источника напряжения. Запись ВАХ гетероструктур, находящихся под воздействием внешнего СВЧ излучения, проводилась с использованием развертки в режиме источника тока. Среднее время записи всех точек ВАХ составляло 30 с, на рисунках приводятся совместно графики, полученные как при

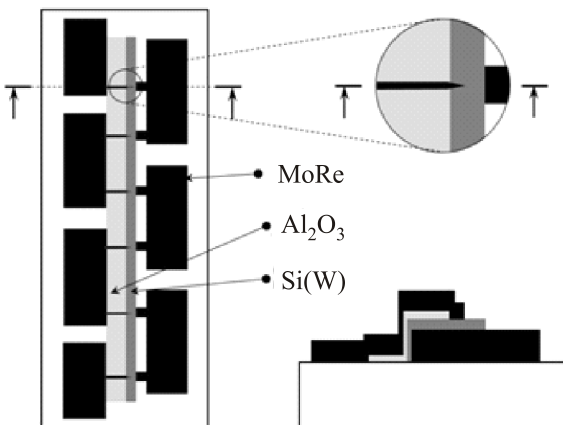


Рис. 1. Схематическое изображение и сечение созданной гетероструктуры MoRe–Si(W)–MoRe.

развертке питания от нуля до максимальных значений напряжения, так и в обратном направлении.

Созданные гетероструктуры MoRe–Si(W)–MoRe при содержании вольфрама в барьере  $\sim 4$ – $7$  ат.% демонстрируют наличие в ВАХ острых резонансных пиков при некотором напряжении смещения  $V_{peak}$  [11]. Типичные кривые приведены на рис. 2, где кривая 1 отвечает содержанию вольфрама в барьере Si(W) 4 ат.% (толщина барьера  $d = 15$  нм,  $V_{peak 1} = 50$  мВ), а кривая 2 отвечает содержанию вольфрама в барьере Si(W) 6–7 ат.% (толщина барьера  $d = 15$  нм,  $V_{peak 2} = 24$  мВ). На рис. 3 представлены ВАХ гетероструктур MoRe–Si(W)–MoRe с содержанием вольфрама в барьере 4 ат.%, измеренные при разных температурах. На вставке к рис. 3 показан вид ВАХ при температурах ниже  $T_c$ , температуры сверхпроводящего перехода MoRe электродов. Измерения ВАХ при температурах выше  $T_c$  демонстрируют (см. рис. 3, кривые 3, 4, 5), что при  $T_c < T \leq 10$  К наблюдается эффект уменьшения кондуктанса  $G^{res}$  гетероструктуры  $\Delta G^{res}(T) < 0$ ,  $d(\Delta G^{res})/dT < 0$ , который сменяется эффектом его возрастания при  $T \geq 10$  К (у MoRe  $\rho_{300}/\rho_{10} \sim 1,21$ ), см. рис. 3, кривые 4, 5, 6.

При увеличении содержания вольфрама в барьере до 6–7 ат.%  $V_{peak}$  уменьшается до 5–10 мВ. При достижении содержания вольфрама в барьере Si(W)  $\sim 8$ – $10$  ат.%  $V_{peak}$  стремится к нулю, в результате чего на ВАХ MoRe–Si(W)–MoRe образцов появляются вертикальные токовые ступеньки при  $V = 0$ , т.е. сверхпроводящий ток Джозефсона, а также возникает большой избыточный ток  $I_{exc}$  (см. рис. 4(а),(б)). Последний определяется как смещение вверх по оси токов линейных участков ВАХ по отношению к соответствующим кривым в нормальном состоянии, когда гетероструктура имеет сопротив-

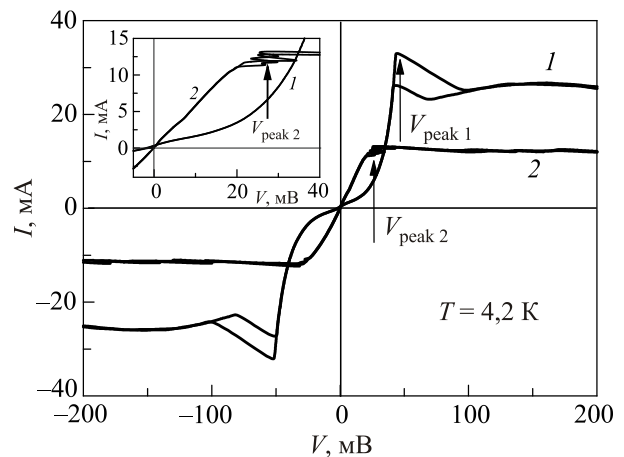


Рис. 2. Типичные ВАХ гетероструктур MoRe–Si(W)–MoRe: кривая 1 отвечает содержанию вольфрама в барьере Si(W) 4 ат.% (толщина барьера  $d = 15$  нм,  $V_{peak 1} = 50$  мВ); кривая 2 — содержанию вольфрама в барьере Si(W) 6–7 ат.% (толщина барьера  $d = 15$  нм,  $V_{peak 2} = 24$  мВ). На вставке приведены начальные участки ВАХ в большем масштабе по оси абсцисс.

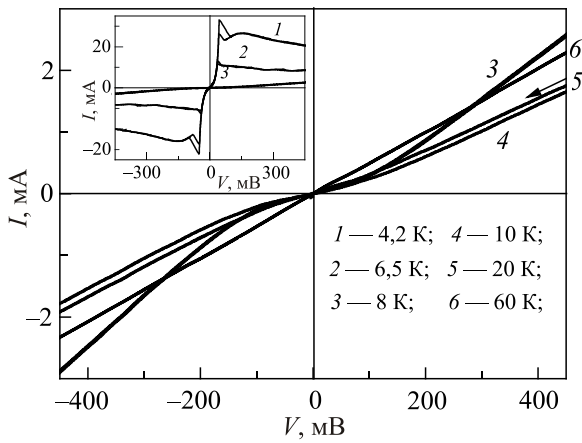


Рис. 3. ВАХ гетероструктуры MoRe–Si(W)–MoRe с содержанием вольфрама в барьере 4 ат.%, при разных температурах. На вставке приведен вид ВАХ при температурах ниже  $T_c$ .

ление  $R_N$ . Видно, что возможна реализация как гистерезисного (см. рис. 4(a)), так и безгистерезисного (см. рис. 4(б)) вида ВАХ исследованных переходов.

Полученные гетероструктуры MoRe–Si(W)–MoRe демонстрируют необычные зависимости величины сверхпроводящего критического тока  $I_c(H)$  от внешнего магнитного поля  $H$ , параллельного плоскости образца, в виде пьедестала (рис. 5).

На рис. 6 приведены экспериментальные зависимости критического сверхпроводящего тока  $I_c(T)$  для четырех разных MoRe–Si(W)–MoRe образцов с содержанием вольфрама в барьере Si(W) ~8–10 ат.%. Видно, что знак кривизны  $d^2I_c/dT^2(T)$  измеренных в работе экспериментальных зависимостей критического сверхпроводящего тока от температуры является положительным.

Совместно с группой проф. Зайделя из Университета имени Фридриха Шиллера, г. Йена, Германия нами было исследовано влияние внешнего СВЧ излучения

частотой 11 ГГц на ВАХ полученных гетероструктур [15]. На рис. 7 приведены полученные вольт-амперные характеристики для трех различных уровней мощности СВЧ излучения: кривая 1 —  $P_1$ , кривая 2 —  $P_2$ , кривая 3 —  $P_3$  ( $P_1 < P_2 < P_3$ ).

### 3. Обсуждение результатов

В работе [13] с помощью просвечивающей электронной микроскопии были выполнены исследования модельных структур в виде пленок кремния Si(W), легированного вольфрамом, которые продемонстрировали наличие отдельных наноразмерных включений вольфрама в структуре гибридного барьера Si(W). На основании этих данных мы предположили, что в таких пленках вследствие наличия эффекта самоорганизации при их осаждении часть вольфрама собирается в кластеры, которые образуют двумерную периодическую решетку. В такой решетке расстояния между соседними кластерами вольфрама составляют порядка 0,5–1 мкм и при условии, что толщина кластеров совпадает с толщиной барьера ~ 15 нм, диаметр таких кластеров составляет порядка 70 нм. Следовательно, в месте сформированного перехода размером 100×100 мкм содержится до 40 000 нанокластеров, которые, вероятно, вносят определяющий вклад в транспорт заряда через гетероструктуру.

Наблюдаемый экспериментально эффект уменьшения контактанса гетероструктуры  $\Delta G^{\text{res}}(T) < 0$ ,  $d(\Delta G^{\text{res}})/dT < 0$  (см. рис. 3), который сменяется эффектом его возрастания при  $T > 10$  К, может быть описан в рамках теоретической модели В.Я. Кирпиченкова с соавторами [16] как поведение контактанса N–I–N гетероструктур с квантовыми резонансно-перколяционными траекториями (КРПТ) в предположении фазово-когерентного транспорта. Основной вклад в этом случае в контактанс гетероструктур вносят два слагаемых, кото-

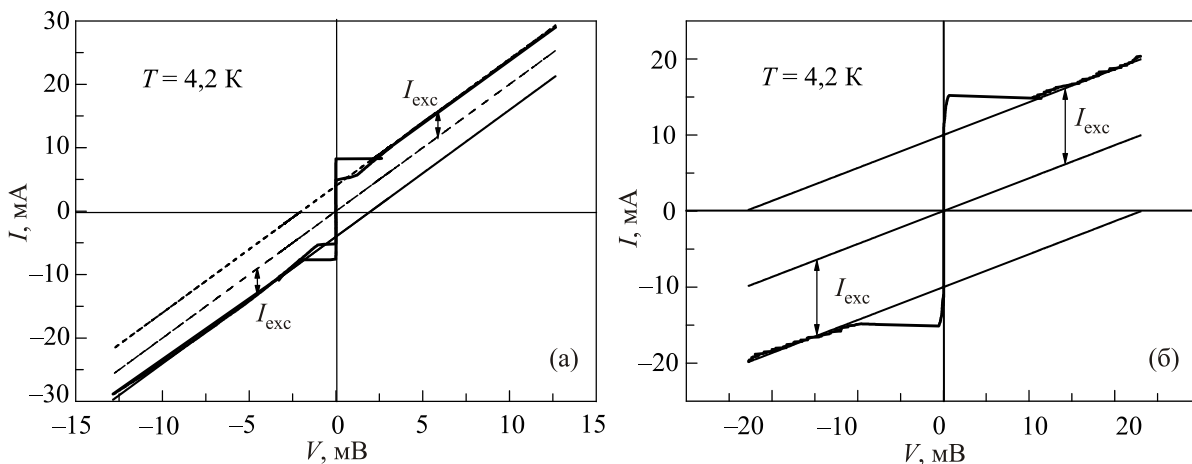


Рис. 4. Типичные ВАХ гетероструктур MoRe–Si(W)–MoRe, содержание вольфрама в барьере Si(W) ~ 8–10 ат.%. (а)  $R_N = dV/dI_{20 \text{ мВ}} = 0,5$  Ом,  $I_c = 8,4$  мА; (б)  $R_N = dV/dI_{20 \text{ мВ}} = 2,32$  Ом,  $I_c = 11$  мА.

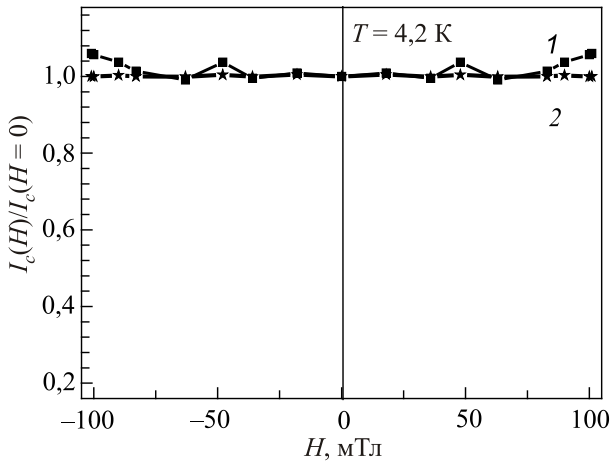


Рис. 5. Типичные экспериментальные зависимости  $I_c(H)$  гетероструктур MoRe–Si(W)–MoRe, магнитное поле  $H$  параллельно плоскости перехода и перпендикулярно направлению зарядового транспорта, содержание вольфрама в барьере Si(W): 1 — 9 ат.%; 2 — 11 ат.%.

рые соответствуют вкладам однопримесных и двупримиесных квантовых закороток в барьере (см. также соответствующую дискуссию в работе [17]).

На ВАХ исследованных гетероструктур, помимо сверхпроводящих токов, наблюдается (см. рис. 4) еще и большой избыточный ток  $I_{exc}$ , что свидетельствует о наличии интенсивных андреевских отражений на интерфейсах, а значит, о том [18], что прозрачность барьера в наших образцах близка к единице. Чтобы объяснить, почему коэффициент прохождения  $D$  через разупорядоченную систему может быть таким высоким, заметим, что эффект кулоновской блокады [10], предположительно, реализуется только в том случае, когда радиус  $R$  кластера очень мал. Если содержание вольфрама в кремнии возрастает, кластеры вольфрама

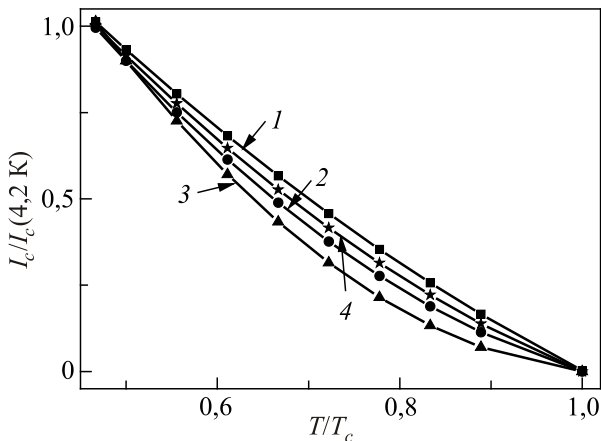


Рис. 6. Экспериментальные зависимости  $I_c(T)$  четырех MoRe–Si(W)–MoRe образцов, содержание вольфрама в барьере Si(W) ~ 8–10 ат.%.

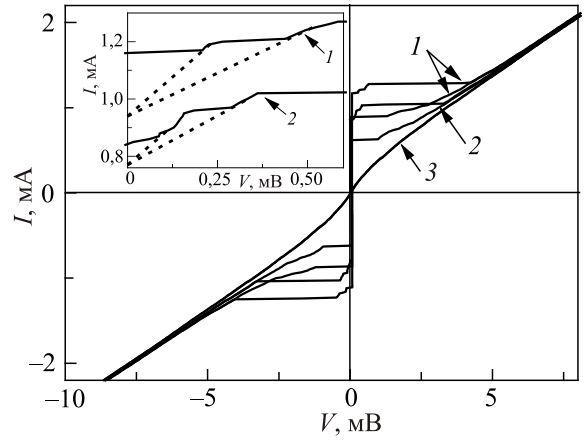


Рис. 7. ВАХ гетероструктуры MoRe–Si(W)–MoRe с содержанием вольфрама 10 ат.% в барьере Si(W) для трех различных уровней падающей СВЧ мощности: 1 —  $P_1$ , 2 —  $P_2$ , 3 —  $P_3$  ( $P_1 < P_2 < P_3$ ).

с индивидуальной энергией локализации  $\epsilon_0$  увеличиваются в размерах. И.М. Лифшиц и В.Я. Кирпиченков [19] показали, что в этом случае резонансное прохождение электронов становится возможным вдоль специальных КРПТ, когда нанокластеры расположены почти периодически и локализованные в этих кластерах уровни энергии  $\epsilon_0$  практически совпадают между собой. Вероятность возникновения таких конфигураций мала, однако их вклад в транспорт заряда, по-видимому, является определяющим.

Следует заметить, что в разупорядоченной системе существует большое количество каналов с разными энергиями  $\epsilon_0$ . Вероятность достигает максимума, если в большинстве элементов цепочки резонирующие состояния в нанокластерах локализуются вблизи середины расстояния между двумя соседними металлическими кластерами [20]. В этом случае прозрачность целой цепочки кластеров может быть аппроксимирована лоренцианом

$$D_1(\epsilon) = \frac{1}{1 + [(\epsilon - \epsilon_0)/\Gamma]^2}, \tag{1}$$

где  $\Gamma$  — полуширина локализованного уровня [19,20]. Предположим, что значения резонансных энергий распределены равномерно, т.е. вероятность найти цепочку с какой-то энергией локализованного состояния, так же, как и с параметром  $\Gamma$ , не зависит от значения  $\epsilon_0$ . Такое предположение приводит к следующей функции распределения прозрачностей  $D$  цепочек кластеров [10]:

$$\rho(D_1) = \frac{\hbar \bar{G}}{e^2} \frac{1}{D_1^{3/2} (1 - D_1)^{1/2}}, \tag{2}$$

Здесь  $\bar{G}$  — усредненный макроскопический контактанс перехода [17]. Формула (2) была получена в работе [4], в которой анализировался транспорт заряда через раз-

упорядоченный дельта-функциональный потенциальный барьер. Вышеприведенная физическая модель полностью отличается от модели [10], а полное совпадение математических формул является результатом функционального сходства зависимостей прозрачности от одной равновероятно случайным образом распределенной переменной (эффективности барьера в [4] и энергии локализованного состояния в нашем случае). Из (2) следует, что функция  $\rho(D)$  является бимодальной с огромным числом полностью закрытых каналов и, вместе с тем, с большим количеством открытых каналов [10]. Наличие каналов с  $D \leq 1$  является причиной того, что наши экспериментальные данные,  $I_c$  и  $I_{\text{exc}}$ , являются такими, как это бывает для случая барьера высокой прозрачности, несмотря на то, что мы имеем достаточно толстый слой барьера Si(W). При больших прозрачностях через такой локализованный уровень может сформироваться связанное андреевское состояние, о чем свидетельствует наличие больших избыточных токов на исследуемых нами ВАХ. Авторы предполагают, что через такие андреевские состояния при нулевом напряжении смещения и имеет место сверхпроводящий ток [21].

Описанные гетероструктуры MoRe–Si(W)–MoRe демонстрируют зависимости величины сверхпроводящего критического тока  $I_c(H)$  от внешнего магнитного поля  $H$ , параллельного плоскости гетероструктуры, в виде пьедестала (см. рис. 5) со слабо выраженной модуляцией  $I_c$ . Этот результат коррелирует с установленной в работе Н. Такауагаи с соавторами [22] экспериментальной зависимостью от  $H$  критического тока  $I_c$  для перехода Джозефсона в виде тонкопленочного микромостика с регулируемым поперечным размером  $l - dI_c/dH(l)$ . Авторами было установлено, что при достижении условия  $l < \lambda_F \sim 16$  нм ( $\lambda_F$  — фермиевская длина волны электрона) критический ток  $I_c$  микромостика утрачивает чувствительность к внешним магнитным полям  $H$ . Отметим, что у созданных нами структур наблюдается также возрастание избыточного квазичастичного тока  $I_{\text{exc}}$  при возрастании магнитного поля  $H$ .

Обратим внимание на то, что на ВАХ гетероструктур, находящихся под воздействием внешнего СВЧ излучения, появляются характерные наклонные ступеньки (см. рис. 7), форма и положение которых зависит от мощности приложенного СВЧ излучения. Наличие и поведение таких ступенек [23] дают возможность авторам предположить, что в исследуемых гетероструктурах при превышении некоторого критического значения сверхпроводящего тока  $I_c$  режим транспорта куперовских пар (сверхпроводящего тока) через связанные андреевские состояния сменяется на появление в кластерах вольфрама центров проскальзывания фазы сверхпроводящего параметра порядка [23,24]. Можно предположить, что в результате гетероструктура превращается в переход сверхпроводник–

барьер–сверхпроводник с динамически созданными переходами Джозефсона (в соответствии с работой А.Н. Омелянчука с соавторами [25]). Зависимость  $I_c(H)$  для пленки с предварительно созданной линией проскальзывания фазы сверхпроводящего параметра порядка [25] имеет как раз форму пьедестала, на котором присутствует малая модуляция  $I_c$ . Величина последней зависит от размеров сформированного в пленке окна и уменьшается при увеличении его размеров. Можно предположить, что аналогичный вид зависимостей  $I_c(H)$  у нашей гетероструктуры MoRe–Si(W)–MoRe и у сверхпроводящей тонкой пленки олова с линией проскальзывания фазы сверхпроводящего параметра порядка в ней [25] является свидетельством того, что мы имеем дело с переходом сверхпроводник–барьер–сверхпроводник с центрами проскальзывания фазы сверхпроводящего параметра порядка в кластерах вольфрама.

Как видно на рис. 6, знак кривизны  $d^2I_c/dT^2(T)$  зависимостей для гетероструктур MoRe–Si(W)–MoRe является положительным. Важно подчеркнуть, что в работах В.М. Дмитриева с соавторами [23] исследовались зависимости  $I_c(T)$  для тонких широких пленок олова, в которых реализовывались линии проскальзывания фазы сверхпроводящего параметра порядка. Установлено [23], что для такой пленки зависимость  $I_c(T)$  пропорциональна  $(1 - T/T_2)^{3/2}$ , и знак кривизны кривых  $d^2I_c/dT^2(T)$  также является положительным. Это может рассматриваться как еще одно свидетельство в пользу того, что наши гетероструктуры представляют собой переход сверхпроводник–барьер–сверхпроводник с центрами проскальзывания фазы сверхпроводящего параметра порядка в кластерах вольфрама.

#### 4. Заключение

Нами созданы и исследованы трехслойные пленочные туннельные гетероструктуры MoRe–Si(W)–MoRe, состоящие из сверхпроводящих обкладок (сплав молибдена с рением) и гибридного полупроводникового туннельного барьера — наноразмерного слоя кремния с нанокластерами вольфрама.

Авторами высказано предположение, что при превышении некоторого критического значения сверхтока в образцах с повышенным содержанием вольфрама (~10 ат.%) режим транспорта куперовских пар (сверхпроводящего тока) через связанные андреевские состояния сменяется появлением в кластерах вольфрама центров проскальзывания фазы сверхпроводящего параметра порядка. Авторы полагают, что на это указывают и измерения ВАХ гетероструктур под воздействием внешнего СВЧ излучения, зависимости  $I_c(H)$ ,  $I_c(T)$  гетероструктур.

Авторы искренне признательны рецензенту данной работы за то, что он обратил внимание авторов статьи

на возможность реализации в изученных гетероструктурах механизма проскальзывания фазы, который обычно наблюдают только в узких сверхпроводящих каналах или широких сверхпроводящих пленках.

Авторы признательны П. Зайделю и М.А. Белоголовскому за обсуждение работы и ценные замечания.

1. B.D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
2. И.О. Кулик, А.Н. Омелянчук, *Письма в ЖЭТФ* **21**, 216 (1975).
3. Y. Naveh, V. Patel, D.V. Averin, K.K. Likharev, and J.E. Lukens, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5404 (2000).
4. K. Schep and G. Bauer, *Phys. Rev. B* **56**, 15860 (1997).
5. V. Shaternik, M. Belogolovskii, T. Prikhna, A. Shapovalov, O. Prokopenko, D. Jabko, O. Kudrja, O. Suvorov, and V. Noskov, *Phys. Proc.* **36**, 94 (2012).
6. А.Л. Гудков, М.Ю. Куприянов, А.Н. Самусь, *ЖЭТФ* **141**, 939 (2012).
7. К.К. Лихарев, *Письма в ЖТФ* **2**, 29 (1976).
8. D.J. van Woerkom, A. Geresdi, and L.P. Kouwenhoven, *Nature Phys.* **11**, 547 (2015).
9. А.Ю. Китаев, *Physics–Uspekhi* **44**, 131 (2001).
10. V. Shaternik, A. Shapovalov, M. Belogolovskii, O. Suvorov, S. Doring, S. Schmidt, and P. Seidel, *Mater. Res. Express* **1**, 026001 (2014).
11. В.Е. Шатерник, А.П. Шаповалов, А.В. Суворов, Н.А. Скорик, М.А. Белоголовский, *ФНТ* **42**, 544 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 426 (2016)].
12. 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. Appl. Supercond* **26**, 1100505 (2016).
13. V.E. Shaternik, A.P. Shapovalov, T.A. Prikhna, O.Yu. Suvorov, M.A. Skorik, V.I. Bondarchuk, and V.E. Moshchil, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27**, 1800507 (2017).
14. В.М. Свистунов, М.А. Белоголовский, А.И. Хачатуров, *УФН*, **163**, 61 (1993).
15. V. Shaternik, A. Shapovalov, A. Suvorov, S. Doring, S. Schmidt, and P. Seidel, *Proc. of 8th International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW 2013)*, *IEEE Conf. Publ.* 655, Kharkov (2013).
16. V.Ya. Kirpichenkov, N.V. Kirpichenkova, O.I. Lozin, and A.A. Postnikov, *JETP Lett.* **104**, 500 (2016).
17. M. Belogolovskii, *Centr. Eur. J. Phys.* **7**, 304 (2009).
18. G.E. Blonder, M. Tinkham, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **25**, 4515 (1982).
19. I.M. Lifshitz and V.Y. Kirpichenkov, *Sov. Phys. JETP* **50**, 989 (1979).
20. H. Knauer, J. Richter, and P. Seidel, *Phys. Status Solidi A* **44**, 303 (1977).
21. А.А. Golubov, М.У. Kupriyanov, and E. Il'ichev, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
22. H. Takayanagi, T. Akazaki, and J. Nitta, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3533 (1995).
23. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, Е.В. Христенко, *ФНТ* **31**, 169 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 127 (2005)].
24. A. Sheikhzada and A. Gurevich, *arXiv:1703.02843 [cond-mat.supr-con]* (2017).
25. A.G. Sivakov, A.M. Glukhov, A.N. Omelyanchouk, Y. Koval, P. Müller, and A.V. Ustinov, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 267001 (2003).

### Charge transport in superconducting heterostructures MoRe–Si(W)–MoRe with hybrid semiconductor barrier with metal nanoclusters

V.E. Shaternik, A.P. Shapovalov, and O.Yu. Suvorov

Thin-film heterostructures MoRe–Si(W)–MoRe consisting of superconducting electrodes (molybdenum-rhenium alloy) and a hybrid semiconductor tunneling barrier of nanoscale silicon layer with tungsten nanoclusters have been fabricated and experimentally studied. Current-voltage characteristics of the heterostructures have been measured for a wide voltage range from –900 to 900 mV and at temperatures ranging from 4,2 to 8 K, under the influence of magnetic fields and microwave irradiation. From the authors point of view the temperature dependencies of the superconducting critical current and normal-state resistance of the heterostructures could point at the feasibility of the Coulomb blockade regime, resonant tunneling and resonant-percolation transport mechanism in them depending on the tungsten content in the hybrid barriers and the applied bias voltage. The measured characteristics give us a possibility to assume that if the superconducting current is higher than some critical one the phase-slipping centers of the superconducting order parameter appears in the tungsten clusters.

PACS: 73.23.Hk Coulomb blockade; single-electron tunneling;  
**74.50.+r** Tunneling phenomena; Josephson effects;  
**74.81.–g** Inhomogeneous superconductors and superconducting systems, including electronic inhomogeneities.

Keywords: resonant tunneling, hybrid superconductor heterostructures, resonant-percolation transport, one-dimensional transport.