

PACS numbers: 73.20.Fz, 73.20.Hb, 73.20.Jc, 73.22.-f, 74.45.+c, 74.50.+r

Транспорт заряда в MoRe–Si(W)–MoRe-гетероструктурах при различных уровнях легирования полупроводникового слоя

А. П. Шаповалов

*Институт сверхтвёрдых материалов им. В. Н. Бакуля НАН Украины,
ул. Автозаводская, 2,
04074 Киев, Украина*

В работе приведены результаты исследований вольт-амперных характеристик (ВАХ) гетероструктур MoRe–Si(W)–MoRe вида сверхпроводник–легированный полупроводник–сверхпроводник при различных уровнях легирования вольфрамом полупроводникового слоя. Показана возможность реализации различных типов ВАХ таких структур в зависимости от концентрации примесей в полупроводнике: линейной ВАХ в условиях отсутствия легирования, ВАХ с недостатком тока в случае низких концентраций (до 3–4 ат.%) примесей, ВАХ с избытком тока в случае увеличения концентрации примесей. Обсуждаются физические механизмы, определяющие транспорт заряда в таких структурах.

В роботі наведено результати досліджень вольт-амперних характеристик (ВАХ) гетероструктур MoRe–Si(W)–MoRe виду надпровідник–легований напівпровідник–надпровідник при різних рівнях легування вольфрамом напівпровідникового шару. Показано можливість реалізації різних типів ВАХ таких структур залежно від концентрації домішок у напівпровіднику: лінійна ВАХ в умовах відсутності легування, ВАХ з нестачею струму у випадку низьких концентрацій (до 3–4 ат.%) домішок, ВАХ з надлишком струму в разі збільшення концентрації домішок. Обговорюються фізичні механізми, що визначають транспорт заряду в таких структурах.

Current–voltage characteristics (CVC) of MoRe–Si(W)–MoRe heterostructures of superconductor–semiconductor–superconductor type are measured for various levels of alloying of the semiconductor layers (Si layers alloyed with tungsten). A possibility of realization of various types of the CVC of heterostructures is shown. Depending on impurity concentration in the semiconductor layer, the next CVC types are observed: i) linear current–voltage characteristic in the absence of alloying, ii) the current deficient CVC in the case of low impurities' concentrations (less than 3–4 at.%), iii) the current excess CVC in the case of increase of the impurities' concentration. Physical mechanisms of the charge transport in such structures are discussed.

Ключевые слова: джозефсоновская гетероструктура, транспорт заряда, андреевское отражение, андерсоновская локализация, резонансно-перколяционная траектория.

(Получено 1 июля 2013 г.; окончат. вариант — 7 августа 2013 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из базовых элементов сверхпроводниковой электроники на настоящий момент являются джозефсоновские переходы, образованные двумя сверхпроводящими электродами со слабой связью между ними. На их основе возможно осуществлять дальнейшее развитие квантовых информационных и коммуникационных технологий. Однако необходимое совершенствование сверхпроводящих квантовых систем требует разработки новых технологических подходов к формированию джозефсоновских гетероструктур. Есть основания полагать, что реализация механизмов резонансного туннелирования для переноса зарядов в области слабой связи гетероструктур даст новый толчок при разработке методов формирования джозефсоновских переходов с высокой воспроизводимостью и высокой прозрачностью барьера. Уже первые работы [1–4] по исследованию таких структур показали их перспективность. Однако существенный рывок в развитии фундаментального понимания процессов резонансного туннелирования был получен в многочисленных работах, посвященных исследованию высокотемпературных сверхпроводников, электронный транспорт в которых был аналогичен транспорту зарядов в джозефсоновских структурах с прослойками из полупроводниковых соединений [5, 6]. Перспективность использования в джозефсоновских структурах прослойки из легированного кремния в настоящее время не вызывает никаких сомнений [7–9]. Нами были начаты исследования [10, 11] гетероструктур MoRe-Si(W)-MoRe вида сверхпроводник-легированный полупроводник-сверхпроводник. Для успешной реализации этих перспективных исследований необходимо построение адекватной физической модели процессов переноса заряда в такой системе. Решению этой задачи и посвящена настоящая работа.

Транспорт заряда в джозефсоновских гетероструктурах проявляет свойства квантовой когерентности уже в макроскопических масштабах. Однако механизмы такого транспорта даже в простых гетероструктурах (вида сверхпроводящие электроды (S), разделенные прослойкой изолятора (I), т.е. в гетероструктурах $S-I-S$ -типа) значительно отличаются от механизмов транспорта в гетероструктурах иного типа (вида сверхпроводящие электроды (S), разделенные прослойкой нормального металла (N), т.е. в гетероструктурах $S-N-S$ -типа). Электронный энергетический спектр и спектр квази-

частичных возбуждений в основном определяет транспорт заряда при прямом туннелировании в $S-I-S$ -гетероструктурах. В то же время перенос заряда в случае гетероструктур $S-N-S$ -типа зависит от прохождения сверхпроводящего тока через резонансные андреевские связанные состояния, возникновение которых обусловлено реализацией механизма андреевского отражения [12] на границах сверхпроводник–нормальный металл. В случае исследований нового типа джозефсоновских гетероструктур для построения физической модели транспорта заряда в них потребовалось привлечение не только традиционных для сверхпроводниковой электроники подходов [12, 13], но и использования моделей транспорта заряда, характерных для полупроводниковых материалов [14–17].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для формирования гетероструктур использовалась методика магнетронного осаждения пленок. Так пленка сверхпроводящего сплава молибден–рений осаждалась из мишени состава 50 ат.% молибдена 50 ат.% рения. Формирование полупроводниковой прослойки происходило распылением мозаичной мишени, которая состояла из монокристаллической подложки кремния и вольфрамовых проволочек, расположенных на поверхности кремния. Изменяя количество проволочек, можно было задавать различные уровни легирования вольфрамом полупроводниковой прослойки. Для создания топологии пленочных гетероструктур использовались различного типа комплекты прижимных масок. Смена позиции подложки над маской проводилась вручную с разрывом вакуумного цикла. В качестве подложек использовался полированный поликристаллический Al_2O_3 размерами 8×20 мм². Одновременно на одной подложке формировалось пять гетероструктур с характерными размерами $0,1 \times 0,1$ мм² в зоне контакта.

ВАХ контактов измерялись с помощью стандартной четырехзондовой методики. Напряжение на образце в процессе измерения предварительно усиливается с помощью инструментального усилителя INA333. Развертка тока через образец осуществляется источником тока, который находится под управлением микроконтроллера Arduino Mega.

Технологические параметры осаждения гетероструктур, которые были исследованы, приведены в табл. 1. Заметим, что технологическими параметрами, которые определяли толщину слоев гетероструктуры, были время осаждения и мощность, подводимая к магнетронному узлу. Однако, так как пока систематических результатов о независимом влиянии скорости осаждения и собственно толщины барьера на особенности транспорта заряда в таких структу-

ТАБЛИЦА 1. Технологические параметры формирования полупроводникового барьера полученных MoRe–Si(W)–MoRe-гетероструктур.

| № образца (на рис. соответствует номеру кривой) | Толщина барьера d , нм | Концентрация вольфрама n_w , ат. % |
|---|--------------------------|--------------------------------------|
| 1 | 10 | 0 |
| 2 | 36 | 0 |
| 3 | 9 | 4 |
| 4 | 13 | 4 |
| 5 | 15 | 4 |
| 6 | 19 | 8 |
| 7 | 17 | 9 |
| 8 | 16 | 7,5 |

рах нами не было получено, то в таблице отражено только одно значение — толщина полупроводникового слоя.

В случае отсутствия легирования барьера были получены линейной формы ВАХ в исследованном диапазоне напряжений (вплоть до 200 мВ). Зависимость этих ВАХ от толщины барьера представлена на рис. 1. Как мы видим, в достаточно большом диапазоне толщин барьера от 10 до 40 нм сохраняется линейное поведение ВАХ. При этом происходит существенное, на два порядка, изменение сопротивления контакта от 1 Ом до 100 Ом.

При низких концентрациях (менее 4%) легирования вольфрамом полупроводникового барьера форма ВАХ (см. рис. 2) существенно изменилась. Если при отсутствии примеси в кремнии вольт-ампер-

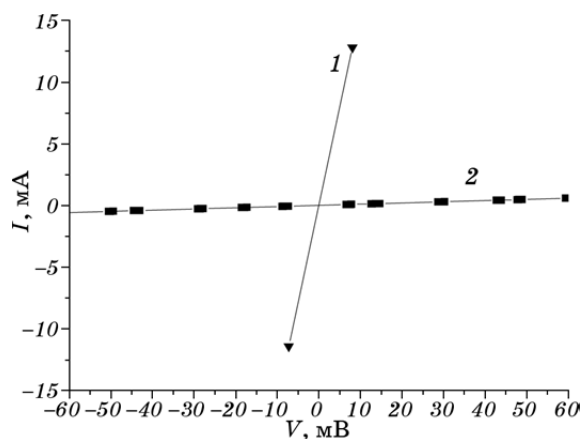


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики переходов MoRe–Si–MoRe с разной толщиной барьера: $d = 10$ нм (1), $d = 36$ нм (2).

ные характеристики получались почти линейными, то вольт-амперные характеристики, полученные при концентрации вольфрама $\cong 3-4$ ат.%, демонстрировали существенное увеличение тока при напряжениях смещениях порядка 100 мВ. Уменьшение толщины барьера от 15 нм до 9 нм приводит к эволюции ВАХ от существенно нелинейной ВАХ для высокорезистивного перехода до практически линейной ВАХ для низкоомного перехода.

Во всем исследуемом диапазоне толщин барьера с уровнем концентрации леганта $n_W \cong 4$ ат.%, нам не удалось получить образцы переходов MoRe–Si(W)–MoRe ВАХ, которых проявили бы джоузефсоновский тип зависимости. Мы имели дело либо с так называемыми сверхпроводящими закоротками, либо имело место резистивное поведение перехода даже в случае достаточно тонких барьеров. При увеличении концентрации вольфрама в кремниевом барьере поведение ВАХ образцов очень сильно изменилось.

На рисунке 3 представлены ВАХ переходов MoRe–Si(W)–MoRe с возросшим уровнем концентрации леганта $n_W \cong 6-9$ ат.% и условиями осаждения, приведенными в табл. 1. Заметим, что эти образцы демонстрируют совершенно другой вид ВАХ по сравнению с образцами, которые были получены с постоянным уровнем концентрации леганта $n_W \cong 4$ ат.% в барьере. При изменении толщины барьера также наблюдается эволюция ВАХ, но все они проявляют достаточно характерный перегиб на кривой в области 1–2 мВ. Интересно то, что при увеличении тока через переход, ВАХ перехода начинает приближаться к линейной зависимости.

В диапазоне концентраций леганта $\cong 6-9$ ат.% в полупроводниковом барьере было исследовано много образцов, на ВАХ которых

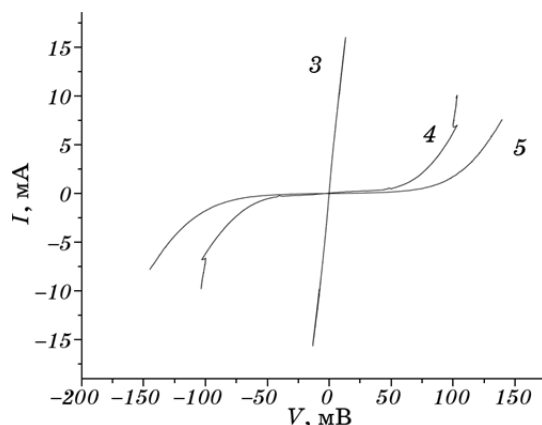


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики переходов MoRe–Si(W)–MoRe с постоянным уровнем концентрации леганта $n_W \cong 4$ ат.% и разной толщиной барьера d : 9 нм (3), 13 нм (4), 15 нм (5).

присутствовала ступенька со сверхпроводящим током Джозефсона при нуле напряжений (см. [10, 11]), однако в рамках настоящей работы ограничимся рассмотрением только резистивного случая протекания тока через контакт.

3. ОБСУЖДЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ ТРАНСПОРТА ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ БАРЬЕРЕ

В первую очередь обсудим проявление омического характера зависимости ВАХ гетероструктур сверхпроводник–легированный полупроводник–сверхпроводник в случае отсутствия легирования. При исследовании транспорта заряда в гетероструктурах как в случае $S-I-S$ -контактов, так и в случае $S-I-S$, полученные ВАХ существенным образом являются нелинейными. Так в случае $S-I-S$ -контактов на их ВАХ наблюдается так называемый недостаток по току, при напряжениях, которые соответствуют разнице и сумме щелей в энергетическом спектре сверхпроводников. Учет вклада андреевских отражений в процесс транспорта заряда в случае $S-I-S$ -гетероструктур приводит к избытку тока на квазичастичных ВАХ по сравнению с законом Ома. При исследовании особенностей ВАХ гетероструктур сверхпроводник–легированный полупроводник–сверхпроводник в [9] в зависимости от концентрации вольфрама наблюдали ВАХ обоих этих типов, однако данных о возможности наблюдения линейного вида ВАХ не приведено. В более ранней работе этих авторов [2], где исследовались гетероструктуры сверхпроводник–аморфный полупроводник–сверхпроводник, что

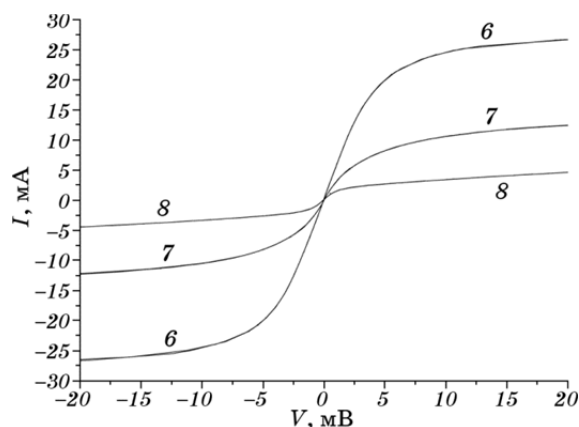


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики переходов MoRe–Si(W)–MoRe с возросшим уровнем концентрации леганта n_W и разной толщиной барьера d : $n_W = 8$ ат.%, $d = 19$ нм (6); $n_W = 9$ ат.%, $d = 17$ нм (7); $n_W = 7,5$ ат.%, $d = 16$ нм (8).

наиболее близко соответствует ситуации, в которой у нас были получены линейные ВАХ, о такой возможности также не было сообщено. Дело в том, что авторам [2], по-видимому, не удалось на самом деле реализовать случай нелегированного слоя кремния в гетероструктурах. Как они сами указали, при формировании верхнего слоя сверхпроводника, которым в их случае являлся ниобий, происходила диффузия ниобия в нижележащий слой кремния с последующим образованием переходного слоя. Также и в работах [7, 8] есть данные о существенном влиянии на транспорт тока взаимодействия ниобия с кремнием в слое слабой связи. Хорошо известно, что ниобий является сильным геттером, вследствие чего, например, он сильно взаимодействует с остаточной атмосферой в вакуумной камере в процессе его осаждения и обработки. В отличие от него, сплав молибден–рений и пленки из него являются близкими к благородным металлам по таким своим свойствам, как чистота и гладкость поверхности, стойкость поверхности к окислению и прочим химическим воздействиям. Следствием замены в исследуемых гетероструктурах сверхпроводников в виде тонких пленок ниобия на сверхпроводники в виде тонких пленок молибден–рениевого сплава, а также в результате исключения из технологических процессов процесса химической литографии (замена ее на осаждение пленок через теневые маски) появилась возможность создания атомарно резких гетеропереходов сверхпроводник–полупроводник–сверхпроводник. Учтем второе обстоятельство, а именно высокие значения длины волны де Бройля λ_N в аморфном кремнии [2] по сравнению с длиной волны де Бройля λ_S в сверхпроводнике, которая в свою очередь порядка атомарного масштаба α :

$$\lambda_N \gg \lambda_S \propto \alpha. \quad (1)$$

Учет этих особенностей, по мнению авторов [2], позволял им интерпретировать наблюдаемое увеличение на два порядка контактного сопротивления полученных переходов, хотя скорее им необходимо было бы учесть именно возникновение переходного слоя между ниобием и кремнием. Так как толщина полученных слоев кремния d превышает атомарный масштаб α ненамного, тогда для длины волны де Бройля λ_N в аморфном кремнии верно соотношение

$$\lambda_N \propto d. \quad (2)$$

Соблюдение оценки (2) означает с одной стороны отсутствие заметного потенциального туннельного барьера, а с другой стороны — большая разница в значении волны де Бройля в полупроводнике и сверхпроводнике (1) приведет к малому значению прозрачности гетероконтакта вследствие рассеяния волны на границе раздела. И, как следствие, вклад механизма андреевского отражения в транс-

порт заряда в этом случае будет мал. А значит, наиболее вероятным является линейное поведение ВАХ. Заметим при этом, что увеличение сопротивления кремниевого слоя на два порядка при росте толщины слоя кремния в 4 раза (см. рис. 1) согласуется с термоактивационным механизмом Аррениуса для генерации носителей в полупроводнике при низких температурах.

При увеличении уровня легирования вольфрамом в аморфной прослойке в зонной структуре кремния возникают примесные уровни вблизи уровня Ферми ϵ_f . Однако, как было показано Андерсоном [14], наличие таких уровней не приводит автоматически к увеличению проводимости. Сильное рассеяние электронных волн на флуктуациях атомного силового поля может радикально изменить механизм движения носителей. Тогда от описания электронов плоскими волнами следует перейти к описанию их волновыми пакетами атомарной протяженности. Транспортный электронный механизм приобретает новые (активационные) черты. Условием реализации таких условий является критерий Йоффе–Регеля–Мотта [15], который в современной формулировке выглядит как

$$kL \geq 1, \quad (3)$$

где k — волновое число электрона, L — длина его свободного пробега.

Таким образом, в этих условиях возникает андерсоновская локализация носителей, когда ограничение на транспорт заряда накладывает не отсутствие разрешенных уровней вблизи ϵ_f , а отсутствие подвижности носителей. Согласно модели Мотта проводимость δ тогда определяется либо преодолением барьера подвижности при высоких температурах, либо термически активированными перескоками при низких температурах T и выглядит как

$$\delta \propto \exp(-AT^{-1/4}), \quad (4)$$

где A зависит от радиальной амплитуды волновых функций и плотности состояний электрона. В рамках представленных механизмов становится понятным модификация ВАХ при небольших уровнях леганта в кремнии. Так при самых тонких слоях (см. кривую 3 на рис. 2), хотя и концентрационные условия для локализации заряда в барьере выполнены, этого не происходит вследствие того, что не срабатывает условие (3). Если перейти на язык андерсоновской локализации носителей, то в данном случае волновой пакет не локализуется на примесном атоме из-за возмущений, вносимых близостью границ раздела. В случае более толстых слоев (см. кривые 4 и 5 на рис. 2) локализация уже происходит, при этом сопротивление слоев кремния растет по сравнению с нелегированным случаем на порядок при одинаковых толщинах в диапазоне напряжений до нескольких десятков мВ. При дальнейшем увеличении напряжения

происходит преодоление порога подвижности. Заметим, что при росте толщины легированного слоя требуется преодоление возросшего порога.

Трансформация ВАХ при дальнейшем увеличении концентрации леганта хорошо обосновывается в рамках подхода квантовых резонансно-перколяционных траекторий, развитого в работах И. М. Лифшица и В. Я. Кирпиченкова [16, 17]. Так в работе [17] рассмотрены два канала стохастического упругого туннелирования: резонансного и нерезонансного. В первом случае в слое неупорядоченного диэлектрика возможно образование такой конфигурации примесных центров, названной авторами квантовой резонансно-перколяционной траекторией (КРПТ), вдоль которой электроны с энергией близкой к уровню энергии примесного состояния могут туннелировать с коэффициентом прохождения близким к единице. Так как коэффициент прохождения вдоль нерезонансной траектории пренебрежимо мал, то в целом транспорт в таких структурах определяется именно условием движения частиц вдоль КРПТ. Необходимым условием реализации такого транспорта является преодоление перколяционного барьера туннелирования, которое достигается при какой-то минимальной концентрации примеси. В нашем случае эта концентрация составляла 5–6 ат.% вольфрама в кремнии. В противоположность предыдущим механизмам транспорта зарядов сопротивление контакта перестает явным образом зависеть от толщины слоя (см. рис. 3), более важным становится оптимальный уровень легирования слоя (вероятно, это значение $\cong 8$ ат.% вольфрама в кремнии). Объяснить это можно приняв во внимание, что по мере роста проводимости контакта вклад границ раздела в общее сопротивление становится более значимым. Так как уровень примесного атома близок по положению к уровню Ферми, то при реализации транспорта вдоль КРПТ естественным образом получается максимум проводимости в нуле напряжений. По мере увеличения напряжения происходит насыщение транспорта вдоль всех КРПТ, и некоторое снижение проводимости происходит вследствие кулоновской блокады при транспорте через локализованные состояния. Обращает на себя внимание, что на всех ВАХ на рис. 3 характерный перегиб, который свидетельствует об уменьшении плотности состояний в одном из электродов (в данном случае в MoRe), приходится на 1–1,5 мВ, что соответствует величине сверхпроводящей щели MoRe.

4. ВЫВОДЫ

Высокие значения длины волны де Бройля λ_N носителей заряда в аморфном кремнии обуславливают линейный характер ВАХ гетероструктур MoRe–Si–MoRe вида сверхпроводник–аморфный полу-

проводник–сверхпроводник.

Эффект андерсоновской локализации носителей заряда на примесях в аморфном кремнии при низких концентрациях (до 3–4 ат.%) примесей определяет рост сопротивления переходов вида сверхпроводник–легированный полупроводник–сверхпроводник при малых напряжениях (порядка 10 мВ) по сравнению с нелегированным случаем. Вследствие этого, при преодолении барьера подвижности носителей, происходит последующее существенное увеличение проводимости вышеупомянутых переходов по сравнению с нелегированным случаем.

Реализация транспорта заряда в переходах вида сверхпроводник–легированный полупроводник–сверхпроводник MoRe–Si(W)–MoRe вдоль квантовых резонансно-перколяционных траекторий при условии увеличения концентрации вольфрама (выше 5 ат.%) убирает барьер подвижности носителей заряда, и они демонстрируют существование высокой плотности состояний вблизи уровня Ферми. Значения напряжения смещения $V \cong 1-1,5$ мВ, при которых наблюдается особенность на исследуемых ВАХ, соответствует величине сверхпроводниковой щели MoRe сплава.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. E. Amatuni, V. N. Gubankov, S. Kovtonyuk et al., *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-23**: 680 (1987).
2. А. И. Гудков, М. Ю. Куприянов, К. К. Лихарев, *ЖЭТФ*, **94**: 319 (1988).
3. И. А. Девятов, М. Ю. Куприянов, *Письма в ЖЭТФ*, **65**, вып. 2: 159 (1997).
4. А. В. Тартаковский, М. В. Фистуль, *ЖЭТФ*, **94**, вып. 9: 353 (1988).
5. Yu. M. Boguslavskii, J. Gao, A. J. H. M. Rijnders et al., *Physica C*, **194**: 268 (1992).
6. А. А. Голубов, М. Ю. Куприянов, *ЖЭТФ*, **105**, вып. 5: 1442 (1994).
7. В. Ваек, P. D. Dresselhaus, and S. P. Benz, *Phys. Rev. B*, **75**, Iss. 5: 054514 (2007).
8. А. А. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, *Rev. Mod. Phys.*, **76**: 411 (2004).
9. А. Л. Гудков, Ю. М. Куприянов, А. Н. Самусь, *ЖЭТФ*, **96**: 818 (2012).
10. В. Е. Шатерник, С. Ю. Ларкин, А. П. Шаповалов и др., *Мат. конф. «Украина–Россия–Сколково: единое инновационное пространство» (22–23 мая, 2013)* (Киев: 2013), с. 54.
11. V. Shaternik, A. Shapovalov, A. Suvorov et al., *Abstracts of Workshop 'Electronic Structure and Electron Spectroscopies' (ES&ES 2013) (May 20–23, 2013)* (Kyiv: IMPh NASU: 2013), p. 50.
12. А. Ф. Андреев, *ЖЭТФ*, **46**: 1823 (1964).
13. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B*, **25**: 4515 (1982).
14. P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, **109**: 1492 (1958).
15. N. F. Mott, *Philos. Mag.*, **26**: 1015 (1972).
16. И. М. Лифшиц, *УФН*, **83**: 617 (1964).
17. И. М. Лифшиц, В. Я. Кирпиченков, *ЖЭТФ*, **77**: 989 (1979).