

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИКО- ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф. ИОФФЕ

На правах рукописи

ЗЮЗИН АЛЕКСАНДР АЛЕКСАНДРОВИЧ

**К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В
ПРИКОНТАКТНЫХ ОБЛАСТЯХ И
НАНОСТРУКТУРАХ**

специальность 01.04.07 - физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

на соискание ученой степени

кандидата физико- математических наук

Санкт- Петербург

2007

Работа выполнена в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе
Российской Академии наук.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор В.И. Козуб

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Д.А. Паршин
доктор физико-математических наук,
ст.н.с. В.Ю. Качоровский

Ведущая организация: Петербургский институт ядерной физики
им. Б.П. Константинова (ПИЯФ)

Защита состоится " ____ " _____ 2008г. в ____ ч. на заседании
Диссертационного совета Д 002.205.01 при Физико-техническом институте им. А.Ф.
Иоффе РАН по адресу: 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физико-технического института
им. А.Ф. Иоффе РАН.

Автореферат разослан " ____ " _____ 200_ г.

Ученый секретарь
Диссертационного совета
кандидат физико-математических наук _____ Петров А.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации.

Исследование электронного транспорта в структурах с низкой размерностью: сверхпроводящих тонких проволоках, пленках, а также структурах, состоящих из комбинации сверхпроводников с материалами с различными типами проводимости, является одним из актуальных направлений в физике твердого тела и электронике. Современная технология позволяет изготавливать подобные объекты субмикронных размеров, так называемые мезоскопические структуры. Интерес к исследованию электронного транспорта в подобных структурах объясняется как обилием нетривиальных физических явлений, происходящих в таких системах, так и практическим интересом, связанным с применениями в электронике.

В сверхпроводниках с пониженной размерностью (тонких проволоках, пленках) существенное значение имеют флуктуации параметра порядка, которые при температурах несколько выше температуры сверхпроводящего перехода T_c приводят к увеличению проводимости [1], тогда как ниже T_c они подавляют дальний сверхпроводящий порядок и приводят к появлению конечного сопротивления. В связи с развитием технологий по созданию сверхпроводящих проволок диаметром всего несколько нанометров [2–4], несомненно, фундаментальным вопросом является определение предела размеров сверхпроводящей проволоки того, насколько тонкой она может быть, при этом сохраняя свои сверхпроводящие свойства. Этот вопрос представляет практическую ценность - определение предела миниатюризации электронных цепей на основе сверхпроводников.

В диссертации также затронут ряд вопросов, касающихся изучения свойств прыжковой проводимости. Для получения информации о деталях электронного транспорта в металлах широко используются точечные контакты. Соответствующий метод известен как микроконтактная спектроскопия [5]. Как нам известно, до настоящего времени микроконтактная спектроскопия главным образом использовалась для изучения транспорта в условиях проводимости металлического типа. Для материалов, находящихся на диэлектрической стороне перехода металл- диэлектрик, мы можем упомянуть лишь несколько публикаций [6, 7]. Тем не менее, в этих работах размеры контакта предполагались больше прыжковой длины электрона в материале. В диссертации рассмотрены свойства контакта, размеры которого меньше типичного прыжка электрона в объеме образца, показано, что такой контакт является своего рода микроскопом, так как он позволяет выделить элементарный акт прыжкового переноса.

Целью работы являются следующие конкретные задачи:

1. Изучение подавления сверхпроводимости в краевом квазиодномерном сверхпроводящем слое тонкой пленки в перпендикулярном магнитном поле в режиме поверхностной сверхпроводимости за счет флуктуаций параметра порядка.
2. Развитие теоретических основ микроконтактной спектроскопии прыжковой проводимости.
3. Изучение свойств точечного контакта между двумя полупроводниками, находящимися в режиме прыжковой проводимости, в случае приложенного магнитного поля.
4. Изучение магнетосопротивления двумерных образцов вблизи перехода металл-диэлектрик в контакте со сверхпроводником.

Научная новизна.

Впервые разработана теория микроконтактной спектроскопии для исследования свойств полупроводников, находящихся в режиме прыжковой проводимости. Показано, что особенности сопротивления и магнетосопротивления мезоскопической системы- точечный контакт- отражают свойства пространственного и энергетического распределения отдельных локализованных состояний вблизи контакта.

Впервые изучено влияние флуктуаций параметра порядка на подавление сверхпроводимости в краевом сверхпроводящем слое тонкой пленки в перпендикулярном магнитном поле. Рассмотрены как случай термической активации параметра порядка, так и режим квантового туннелирования.

Изучено магнетосопротивление образцов, находящихся по своим свойствам вблизи перехода металл- диэлектрик, в контакте со сверхпроводником. Особенности прыжкового транспорта, включая, как большие значения эффективной энергетической зоны, по сравнению с температурой так, и топологию перколяционного кластера, приводят к подавлению относительного магнетосопротивления по сравнению со случаем проводимости металлического типа. Построена теория контактного сопротивления границы сверхпроводник- прыжковый диэлектрик.

Научная и практическая ценность.

Предлагаемое изучение зависимости проводимости от температуры и магнитного поля в режиме поверхностной сверхпроводимости тонких пленок может служить в качестве нового источника информации о свойствах одномерных сверхпроводящих проволок.

Результаты теоретического исследования магнетосопротивления сверхпроводящих контактов с двумерными образцами, находящимися по своим свойствам вблизи

перехода металл- диэлектрик, и в частности в режиме прыжковой проводимости, могут быть использованы при анализе свойств режимов слабой и сильной локализаций.

Статистические особенности сопротивления и магнетосопротивления мезоскопической системы- точечный контакт между двумя полупроводниками в режиме прыжковой проводимости- отражают свойства пространственного и энергетического распределения отдельных локализованных состояний вблизи контакта. Осцилляции Ааронова- Бома, связанные с точечным контактом, позволяют определить как числа заполнения соответствующих локализованных состояний, так и оценить величину примесного потенциала. Спин- зависимые эффекты выявляют свойства спиновой корреляции, и следовательно точечный контакт также является детектором локальной спиновой заселенности. Мезоскопический эффект Холла чувствителен к значению величины корреляционной длины кластера, поскольку перколяционный кластер шунтирует эффективный "холловский генератор", находящийся вблизи контакта. Таким образом, микроконтактная спектроскопия является мощным методом для исследования параметров отдельных локализованных состояний.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Изучено подавление сверхпроводимости в краевом сверхпроводящем слое тонкой пленки в перпендикулярном магнитном поле при $H_{c2}(T) < H < H_{c3}(T)$ как за счет термической активации, так и за счет квантового туннелирования параметра порядка.
 - (а) В рамках нелинейного уравнения Гинзбурга- Ландау для параметра порядка найдено решение в виде центра проскальзывания фазы. Вычислена зависимость сопротивления сверхпроводящего краевого слоя тонкой пленки от магнитного поля и температуры.
 - (б) Вычислена поправка Асламазова- Ларкина в кондактанс краевого слоя, зависящая от магнитного поля как $G \propto |1 - H/H_{c3}(T)|^{-3/2}$.
2. Изучено магнетосопротивление двумерных образцов вблизи перехода металл-диэлектрик в контакте со сверхпроводником. Показано, что наблюдаемый для металлических образцов пик отрицательного магнетосопротивления при слабых магнитных полях связан с подавлением одночастичного транспорта при понижении температуры. Дано теоретическое обоснование подавления относительного магнетосопротивления туннельного контакта сверхпроводника с полупроводником в режиме прыжковой проводимости. Показано, что подавление магнетосопротивления в этом случае связано с особенностями прыжкового

транспорта, включая, как большие значения эффективной энергетической зоны, по сравнению с температурой так, и топологию перколяционного кластера.

3. Развита теоретическая основа микроконтактной спектроскопии прыжковой проводимости. Зависимость сопротивления контакта от температуры, приложенного напряжения и эффектов, возникающих в магнитном поле, позволяет количественно описывать свойства отдельных локализованных состояний, находящихся вблизи контакта. Показано, что проводимость образца определяется единственным прыжком через контакт и не подвергается процедуре усреднения. Зависимость проводимости от температуры и напряжения имеет экспоненциально большие мезоскопические флуктуации. Зависимость проводимости от напряжения, содержит участки с отрицательной дифференциальной проводимостью.

Рассмотрены мезоскопические эффекты, связанные с магнитным полем: изменение профиля волновой функции, осцилляции Ааронова - Бома, свойства неравновесной спиновой заселенности, эффект Холла. Показано, что статистические особенности сопротивления и магнетосопротивления мезоскопической системы- точечный контакт- отражают свойства пространственного и энергетического распределения отдельных локализованных состояний вблизи контакта. Вычислена функция распределения магнетосопротивления, которая при малых значениях имеет степенную зависимость, при больших значениях затухает экспоненциальным образом.

Достоверность полученных результатов. Справедливость полученных результатов подтверждается следующим: прежде всего, результаты диссертационной работы получены с помощью современных методов теоретической физики твердого тела. По мере возможности проводилось сравнение с экспериментом. Основные результаты, относящиеся к описанию краевого сверхпроводящего слоя тонкой пленки в магнитном поле, проверялись также с помощью численного моделирования.

Апробация работы и публикации. Основное содержание диссертации отражено в 6 печатных работах [1*-6*]. Материалы настоящей диссертации докладывались на Школе по декогеренции и шуму в квантовых системах (Ацуги, Япония, 2005 г.), летней научной школе фонда "Династия" (Москва, 2005 г.), а также на научных семинарах ФТИ им. Иоффе, Университета Осло (Норвегия).

Структура и объем. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, приложения и списка литературы из 102 наименований. Каждая из глав заканчивается разделом "Резюме", в котором кратко формулируются основные ре-

зультаты, полученные в главе. Объем работы составляет 112 страниц. Диссертация включает 14 рисунков.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность темы диссертации. Сформулированы основные цели работы, показаны ее новизна, научное и практическое значение, изложены в сжатом виде основные результаты. Во введении перечислены основные положения, выдвигаемые на защиту.

Первая глава посвящена изучению влияния флуктуаций параметра порядка на краевую сверхпроводимость тонких пленок в перпендикулярном плоскости пленки магнитном поле. Рассмотрение начато с решения нелинейного уравнения Гинзбурга - Ландау для параметра порядка

$$(i\nabla + \mathbf{A})^2\Psi = \Psi(1 - |\Psi|^2) \quad (1)$$

с учетом того, что граничным условием является $\frac{d\Psi}{dx} |_{x=0} = 0$, при этом параметр порядка затухает вглубь сверхпроводника. Так как в рассматриваемом режиме сверхпроводимость сконцентрирована в тонком краевом слое пленки, не ограничивая общности можно рассмотреть каждый край пленки независимо. Пусть ось y направлена вдоль выбранного края, а ось x направлена вглубь пленки. Векторный потенциал выбран в калибровке Ландау, $\mathbf{A} = (0, Hx, 0)$. Находим приближенное решение нелинейного уравнения Гинзбурга- Ландау.

$$\tilde{\Psi}_0(x, y) = (\epsilon\sqrt{2})^{1/2} e^{-\frac{H}{2H_{c3}}x^2} e^{ik_0y} \quad (2)$$

$H_{c3}(T)$ - магнитное поле, при котором происходит разрушение сверхпроводимости у границы образца, $\epsilon = 1 - H/H_{c3}(T)$. В работе рассмотрен случай отсутствия полного тока, чему соответствует выбор $k_0(H) \sim \sqrt{H}$. Нами также было проведено численное решение нелинейного уравнения Гинзбурга- Ландау, рис. (1).

Показано, что параметр порядка действительно локализован вблизи края пленки в области порядка магнитной длины, $\ell_H = \sqrt{\frac{c\hbar}{eH}}$, и его амплитуда затухает при увеличении магнитного поля. Отклонения от решения, полученного по теории возмущений, малы вплоть до $H \approx H_{c2}$.

Хорошо известно, что центры проскальзывания фазы в тонких проволоках при $T \leq T_c$ возникают за счет термической активации параметра порядка [9], локально разрушая сверхпроводимость. Происходит переход между метастабильными состояниями сверхпроводника, в течении которого фаза меняется на 2π . Вероятность образования такого процесса активационным образом зависит от температуры

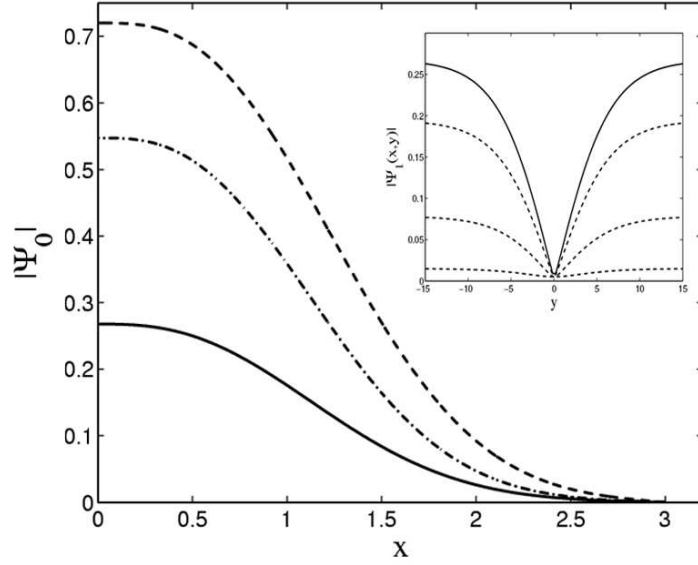


Рис. 1: Амплитуда параметра порядка $|\Psi_0|$ для случая $H = 1$, $k = 0.73$ (штрих); $H = 1.3$, $k = 0.85$ (штрих-пунктир); $H = 1.6$, $k = 0.93$ (сплошная линия), на вставке: профиль амплитуды параметра порядка $|\Psi_1(x, y)|$ для случая $H = 1.6$, $k = 0.93$. Сплошной линии соответствует решение на границе $x = 0$, пунктирным- значения $x = 1$, $x = 1.6$, $x = 2.3$

$\propto \exp(-\Delta F/T)$, где ΔF есть величина энергетического барьера между этими состояниями. Седловой точке барьера соответствует решение для центра проскальзывания фазы.

С помощью численного анализа временного уравнения Гинзбурга-Ландау [10] с периодическими граничными условиями на параметр порядка найдено решение для центра проскальзывания фазы в краевом слое тонкой пленки (на вставке рис. (1)).

Найдено приближенное выражение для параметра порядка, отвечающее состоянию поверхностной сверхпроводимости с центром проскальзывания фазы

$$\tilde{\Psi}_1(x, y) = \tilde{\Psi}_0(x, y) \tanh\left(y\sqrt{\epsilon/2}\right) \quad (3)$$

Таким образом, зная выражение (3) для параметра порядка, в режиме термической активации имеем согласно [9] выражение для сопротивления краевого слоя тонкой пленки

$$R = \frac{\pi\hbar^2\Omega}{2e^2T} \exp\left(-\frac{\Delta F}{T}\right) \quad (4)$$

где выражение для энергетического барьера есть

$$\Delta F = \frac{b\sqrt{2}}{16\pi\kappa^2} H_{c3}^2(T) [\ell_{H_{c3}}^2 d] \int dx dy (|\Psi_0|^4 - |\Psi_1|^4) \quad (5)$$

где Ω есть частота попыток, $b \simeq 0.6$, L - длина сверхпроводящего слоя вдоль края пленки, $\tau_{GL} = \frac{\pi\hbar}{8(T_c(H)-T)}$ -время релаксации и κ параметр Гинзбурга- Ландау. Подставляя в уравнение (5) значения функций, получим при $H < H_{c3}(T)$ для высоты барьера

$$\Delta F(H) = \frac{bH_{c3}^2(T)}{12\sqrt{\pi\kappa^2}} [\ell_H \ell_{H_{c3}} d] \epsilon^{3/2} \quad (6)$$

В диссертации также проанализирован случай квантового туннелирования параметра порядка с образованием центров проскальзывания фазы [11,12]. Рассмотрено влияние флуктуации параметра порядка в случае поверхностной сверхпроводимости при магнитных полях $H > H_{c3}(T)$. Поправка к кондактансу, взятому на единицу длины слоя, за счет флуктуаций параметра порядка при магнитных полях $H > H_{c3}(T)$ есть

$$G \simeq 0.3 \frac{e^2}{\hbar} \frac{H_{c3}(0)}{H_{c3}(T)} \frac{\ell_{H_{c3}}}{|\epsilon|^{3/2}} \quad (7)$$

Отметим, что функциональная зависимость поправки $G \propto |\epsilon|^{-3/2}$ аналогична случаю одномерной сверхпроводящей проволоки.

Во второй главе исследуется прыжковый транспорт через полупроводниковый нанокontakt в случае, когда размер контакта меньше типичной длины прыжка электрона между локализованными состояниями в образце.

Существенное различие между прыжком электрона в объеме образца и прыжком через отверстие точечного контакта состоит в том, что, как показано в диссертации, суммарная длина прыжка электрона между примесями, расположенными по разные стороны от контакта в среднем в два раза больше типичной длины прыжка в объеме. Следовательно, сопротивление, связанное с этим оптимальным прыжком, экспоненциально больше сопротивления типичного прыжка электрона в объеме образца. Такая особенность в результате приводит к появлению специфических свойств сопротивления и магнетосопротивления точечного контакта. Отметим, что каждой паре примесей сопоставляется сопротивление:

$$R_{12} = R_{12}^0 \exp(2(r_1 + r_2)/a + \Delta\epsilon_{12}/T) \quad (8)$$

где r_i расстояние между центром и отверстием, $\Delta\epsilon_{12}$ разность энергий. Следует иметь в виду, что прыжок через отверстие может происходить при посредстве различных пар узлов, то есть при посредстве различных резисторов, которые можно считать соединенными параллельно. Из-за экспоненциального разброса прыжков сопротивление контакта определяется оптимальным прыжком, и изменение температуры приводит к смене "главного" резистора, а, следовательно, и к гигантским флуктуациям сопротивления контакта.

Показано, что для рассматриваемого контакта имеют место гигантские мезоскопические флуктуации тока в зависимости от напряжения. В самом деле, увеличение напряжения приводит к переключению между токовыми каналами. Следовательно, ВАХ имеет вид лестницы, каждая ступенька, в которой соответствует вкладу от некоторого критического резистора. Характерная шкала изменения напряжения для ступеньки при постоянной $g = const$ плотности состояний $\Delta V/V \propto 2$. Учет предэкспоненциального фактора в уравнении (8), зависящего от напряжения, приводит к тому, что вклад от данной оптимальной пары имеет более сложный вид, нежели просто ступенька. Каждая такая ступенька содержит участки с отрицательной дифференциальной проводимостью. Это связано с тем, что при некоторых значениях напряжения пара центров, ответственных за "оптимальный" прыжок становится резонансной. Экспоненциальное увеличение проводимости на краю ступеньки соответствует некоторому эффективному резистору, для которого $\Delta\varepsilon_{12} = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 - eV < 0$. С увеличением $|eV|$ при $\Delta\varepsilon_{12} \rightarrow 0$ происходит переход к резонансному туннелированию. Основным механизмом дефазировки резонансного состояния электрона на центрах 1 и 2- уход на ближайший центр. Частота прыжков удовлетворяет уравнению $\tau^{-1} \propto \frac{1}{(\Delta\varepsilon_{12})^2}$ и проводимость

$$G \propto \frac{1}{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - eV)^2} \quad (9)$$

растет с увеличением $|eV|$. С ростом $|eV|$ частота прыжков становится максимальной

$$\tau^{-1} \propto \left(\frac{I^2 \hbar^2}{\tau_s} \right)^{1/3} \quad (10)$$

и происходит насыщение проводимости G . Дальнейший рост $|eV|$ приводит к увеличению $|\Delta\varepsilon_{12}|$, в соответствии с ур. (9) происходит уменьшение G . В результате на этом участке кривой $I - V$ дифференциальная проводимость отрицательна. При дальнейшем увеличении $|eV|$ восстанавливается режим последовательных прыжков, и их частота описывается уравнением

$$\tau^{-1} \propto |\Delta\varepsilon_{12}| \quad (11)$$

В этом случае из-за увеличения фазового объема участвующих фононов, частота прыжков растет с увеличением $|eV|$, и дифференциальная проводимость опять положительна. При более высоких напряжениях (превышающих некоторое V_{cr}) становится важным эффект перераспределения напряжения между "нагретым" критическим сопротивлением и его окружением.

В третьей главе проанализированы свойства точечного контакта между двумя полупроводниками в режиме прыжковой проводимости в магнитном поле в двумерном

случае. Изучение магнетосопротивления структуры позволяет исследовать свойства отдельных локализованных состояний, находящихся вблизи контакта, в дополнении к рассмотренным во второй главе. Пусть перпендикулярно плоскости пленки приложено магнитное поле такое, что $\lambda = (c\hbar/eH)^{1/2} \gg a$. Тогда магнетопроводимость дается выражением

$$\frac{G(H)}{G(0)} = e^{-a(r_1^3+r_2^3)/24\lambda^4} \quad (12)$$

Полагаем, что одна и та же пара с локализованными центрами, расположенными на расстояниях r_1 и r_2 от отверстия, определяет транспорт, как в отсутствии магнитного поля, так и при слабых магнитных полях, $\lambda \gg a$. Для данной пары центров прыжку электрона между ними соответствует сопротивление (8). Наблюдение такой температурной зависимости в эксперименте будет соответствовать тому, что проводимость контакта определяется отдельным прыжком, а не перколяционным кластером. Из измерений температурной зависимости сопротивления можно оценить величину $\Delta\epsilon$ и $G_0 e^{-2(r_1+r_2)/a}$. По результатам измерений проводимости этого же образца в отсутствии контакта определяем T_0 и G_0 . Полагая величину G_0 в уравнении (8) и уравнении для проводимости объемного образца

$$G_{12} = G_0 e^{-\xi_c}, \xi_c = (T_0/T)^{1/(d+1)} \quad (13)$$

примерно одинаковой (результаты получены с экспоненциальной точностью), находим оценку для $A = (r_1/a) + (r_2/a)$. По магнетосопротивления объемного образца и уравнению (12) находим оценку для $B = (r_1/a)^3 + (r_2/a)^3$ и окончательно получаем значение длины прыжка

$$\frac{r_{1,2}}{a} = \frac{A}{2} \pm \sqrt{\frac{B}{3A} - \frac{A^2}{12}} \quad (14)$$

Выбор конкретной пары центров, определяющих проводимость контакта, зависит от температуры. При изменении температуры будет происходить смена активационных законов ур. (8), поскольку в отдельно взятом интервале температур определяющей становится своя пара центров. По измерениям проводимости объемного материала можно определить среднюю длину прыжка r_h и величину $\log [G(H)/G(0)] \propto r_h^3$. Напротив, в случае когда проводимость определяется контактом, вместо r_h имеем $r_{12} = r_1 + r_2$. Наиболее вероятной реализации примесных центров соответствует $r_1 \sim r_2 \sim \bar{r} = (\pi n)^{-1/2}$, где n - эффективная концентрация прыжковых центров. Откуда получаем оценку $\log [G(H)/G(0)] \propto r_1^3 + r_2^3 \sim 2\bar{r}^3 \sim r_{12}^3/4$, что примерно в четыре раза меньше, чем ожидалось бы для магнетосопротивления в объеме образца при той же длине прыжка. Таким образом, по величине магнетосопротивления можно определить конфигурацию локализованных состояний, определяющих свойства контакта.

Рассмотрена функция распределения относительного магнетосопротивления контакта $\rho = 1 - \frac{G(H)}{G(0)}$. В случае $D \ll n^{-1/2}$ таким, что проводимость образца определяется единственным прыжком через контакт, расстояния r_1 и r_2 можно считать не зависящими друг от друга величинами, каждая из которых удовлетворяет распределению Пуассона. Выражению для функции распределения есть $\mathcal{P}(\rho) = \frac{1}{\rho} \mathcal{F}(\frac{\rho}{\bar{\rho}})$, где характерное магнетосопротивление есть $\bar{\rho}(H) = \frac{a\bar{r}^3}{6\lambda^4} \ll 1$, асимптотика функции $\mathcal{F}(z)$ при малых z есть $\mathcal{F}(z) \propto \sqrt{z}$ при больших z имеем $\mathcal{F}(z) \propto e^{-z^{2/3}}$.

Показано, что наличие третьего локализованного состояния на расстоянии r_3 от центра точечного контакта приводит к появлению эффекта Ааронова-Бома. За счет

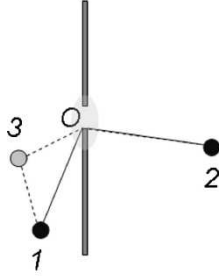


Рис. 2: Треугольник из локализованных состояний, определяющий интерференционные эффекты вблизи контакта

интерференции между различными туннельными траекториями возникают осцилляции магнетопроводимости

$$G \propto \frac{|V_{12}|^2(1 + J^2 + 2J \cos \varphi)}{(\epsilon_1 - \epsilon_2)^2} \quad (15)$$

Вероятность того, что найдется хотя бы одно локализованное состояние пропорциональна отношению эффективной интерференционной площади $S \sim \bar{r}^{3/2} a^{1/2}$ к площади \bar{r}^2 , в которой имеется хотя бы одно локализованное состояние, $\sqrt{a/\bar{r}}$. Эта вероятность может быть не мала для случая образца со свойствами вблизи перехода металл-диэлектрик. При выполнении этого условия имеем $|J| \gg 1$. Знак J может быть любым в зависимости от того, находится ли энергия состояния 3 выше или ниже уровня Ферми. Типичное значение поля, выше которого эффект Ааронова-Бома подавляется $H_c = \phi_0/\bar{S} \sim \phi_0/(\bar{r}^{3/2} a^{1/2})$ одного порядка с величиной критического магнитного поля для положительного магнетосопротивления, связанного с сжатием волновой функции локализованного центра. Для модели кулоновских центров с потенциалом $V_0 \sim e^2/\kappa a \gtrsim \Delta$, следуя работе [8], имеем $J \sim 1$ (модель сильного рассеяния). В обратном случае слабого рассеяния $V \sim e^2/\kappa r$, где r - расстояние от рассеивающего центра, существенна зависимость матричного элемента от длины прыжка $J \ll 1$.

Эффект Ааронова-Бома в точечном контакте может использоваться для обнаружения неравновесной спиновой заселенности локализованных центров прыжковой проводимости. Аналогично [14] рассмотрим предел, в котором центр 2 свободен, а на центре 1 находится электрон. Интерференция имеет место в случае, когда спины электронов на центрах 1 и 3 параллельны, то есть конечная конфигурация системы после туннелирования по траекториям $2 \rightarrow 1$ и $2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ будет одинаковой только, если спины 1 – 3 параллельны. Из уравнения (15) находим величину модуляции осцилляций проводимости

$$\mathcal{M} \equiv \frac{G_{max} - G_{min}}{G_{max} + G_{min}} = \frac{|J|}{1 + J^2} (4s_1 s_3 n_3 - n_3 + 2) \quad (16)$$

где $n_{i\sigma}$ - числа заполнения спина σ на центре i , $n_i \equiv n_{i\uparrow} + n_{i\downarrow}$ - суммарное заполнение центра i (которое равно либо 0, либо 1 из-за сильного взаимодействия на центре), $s \equiv (n_{i\uparrow} - n_{i\downarrow})/2$ - спиновая заселенность. Слагаемое $\propto 4s_1 s_3 n_3$ чувствительно к спиновым значениям центров. В отсутствие спиновой поляризации, или спиновых корреляций, имеем в среднем $\langle s_1 s_3 \rangle = \langle s_1 \rangle \langle s_3 \rangle = 0$.

Рассмотрим приложенное магнитное поле в равновесном случае. Энергия Зеемана есть $-g\mu_B H s$, где $\mu_B = e\hbar/2mc$ - магнетон Бора, g_B - гиромагнитный фактор. Имеем $\langle s_i \rangle = \frac{1}{2} \tanh(H/H_p)$, где $H_p = 2kT/(\mu_B g)$. Если \mathbf{H} приложено параллельно плоскости пленки, $\cos \varphi = 1$, и магнетосопротивление дается выражением $\frac{\delta G}{G} = \frac{J}{1+J^2} n_3 \tanh^2(H/H_p)$. Если поле перпендикулярно плоскости, то магнетосопротивление обладает как осцилляциями Ааронова-Бома, типичный масштаб которых H_c , так и спиновым вкладом, который насыщается при $H \gg H_p$. Отношение этих величин есть

$$\frac{H_p}{H_c} = \frac{kT}{\pi g (\hbar^2/ma^2)} \left(\frac{\bar{r}}{a} \right)^{3/2} \quad (17)$$

Так как \hbar^2/ma^2 одного порядка с энергией Бора, примерно 200К, и эксперименты проводятся при нескольких Кельвинах, эта величина окажется порядка единицы только в случае $\bar{r}/a \sim 30$, но тогда практически невозможно наблюдать какую-либо проводимость. Обычно $H_p \ll H_c$, и спиновое насыщение произойдет при магнитных полях меньших тех, при которых будут наблюдаться осцилляции.

Поскольку H_p известно, исследования магнетосопротивления при малых магнитных полях позволяют определить такие параметры как J и n_3 . Если $n_3 = 1$, будет наблюдаться положительное магнетосопротивление, которое насыщается при $H > H_p$ и по величине насыщения магнетосопротивления можно определить величину J .

Эффект Ааронова-Бома чувствителен к ориентации магнитного поля относительно плоскости пленки, в отличие от выстраивания спинов в магнитном поле. Поэтому,

даже в случае $H_p \sim H_c$ спиновые эффекты можно выделить, прикладывая магнитное поле параллельно плоскости туннелирования. Эффект зависит от произведения $s_1 s_3$, и не зависит от знака спиновой поляризации.

Рассмотрен мезоскопический эффект Холла. Полагая, что почти все напряжение V падает в области отверстия контакта и только малая часть ηV падает на электродах, используя выражение для объемного вклада в холловское напряжение [13], находим по порядку величины

$$\frac{V_H}{V_H^{(bulk)}} \approx \frac{\xi_c L_H}{\eta W} \quad (18)$$

Где W_H ширина холловских контактов, тогда как L_H - корреляционная длина сетки холловских генераторов в объеме [13]. Это соотношение оказывается большим за счет экспоненциальной малости величины η

В четвертой главе представлены экспериментальные результаты и теоретические исследования магнетосопротивления двумерных образцов p -GaAs/AlGaAs, проявляющих переход металл- диэлектрик. Использовались контакты с In, которые при низких температурах испытывают сверхпроводящий переход. Показано, что пик от-

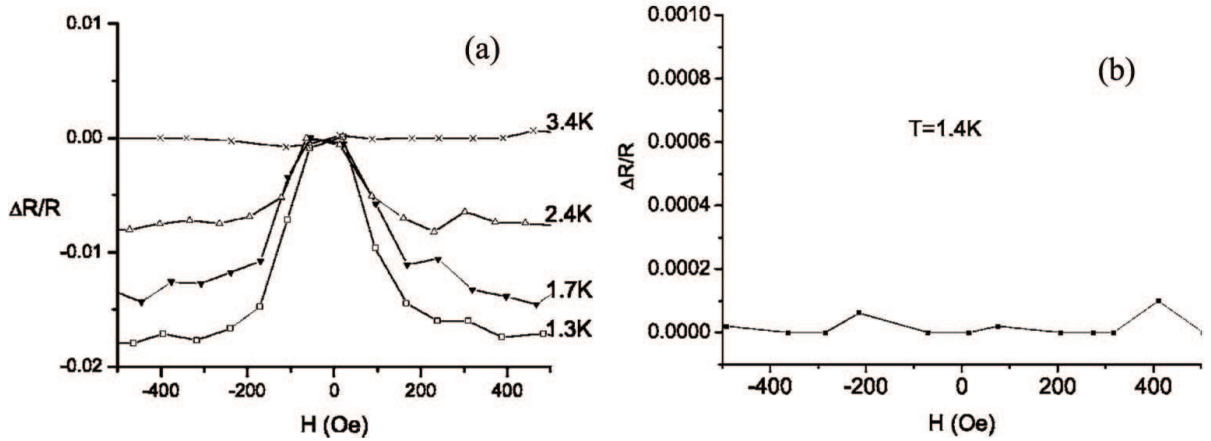


Рис. 3: Магнетосопротивление при различных температурах: (а) для образца (1) режим слабой локализации, (b) для образца (3)- предел сильной локализации

рицательного магнетосопротивления, который наблюдался для образца с металлическими свойствами, рис. (3а), при слабых магнитных полях связан с наличием контакта со сверхпроводником, и отсутствует при $T > T_c$. Наблюдаемое отрицательное магнетосопротивление есть следствие подавления сверхпроводящей щели магнитным полем. Зависимость значения величины пика магнетосопротивления от температуры вблизи сверхпроводящего перехода $T \rightarrow T_c$ ведет себя как $\propto (T_c - T)$, что находится в соответствие с уравнением для сопротивления $\Delta R \propto \Delta^2 \propto T_c - T$. При более низких

температурах из уравнения

$$I(V) \simeq VG \sqrt{\frac{2\pi\Delta}{T}} e^{-\Delta/T} \quad (19)$$

теория предсказывает экспоненциальный рост магнетосопротивления. Это находится в соответствии с экспериментальными результатами, представленными в диссертации. При дальнейшем понижении температуры происходит насыщение магнетосопротивления, что говорит о том, что осуществляется переход от одночастичного транспорта к андреевскому отражению. По характерной температуре перехода между одночастичным туннелированием и андреевским отражением сделана оценка величины прозрачности туннельного барьера $\Gamma \approx 0.05$. В диссертации дано сравнение результатов теоретического анализа, где учтены вклады от одночастичного туннелирования и андреевского отражения с экспериментальными данными по зависимости величины пика магнетосопротивления контакта от температуры.

В режиме прыжковой проводимости при температуре $T = 1.4\text{К}$ пик отрицательного магнетосопротивления не наблюдался с точностью порядка $\sim 0.01\%$, рис. (3b). Отметим, что соответствующая относительная величина пика для металлического образца составляла порядка $\sim 1\%$. Такое подавление относительного магнетосопротивления не может объясняться простым увеличением сопротивления образца. Действительно, сопротивление в этом случае гораздо больше, чем при контакте с металлическим образцом примерно в < 100 раз. Тем не менее, такое поведение хорошо описывается уравнением $\xi_c^{-3} \exp(-\xi_c)$ предсказывающим сильное подавление магнетосопротивления. Этот факт связан с особенностями прыжкового транспорта, включая, как большие значения эффективной энергетической полосы прыжковой проводимости, по сравнению с температурой так, и топологию перколяционного кластера. Построена теория контактного сопротивления границы сверхпроводник-прыжковый диэлектрик. Рассмотрены процессы андреевского отражения в контакте с полупроводником в режиме прыжковой проводимости. В случае модели "гладкого" туннельного барьера, андреевский вклад существенно подавлен, тогда как в модели неидеального барьера имеем

$$\frac{G}{G_n} \sim ga^3 \epsilon_d \ln(\xi k_F) e^{-2\Lambda} \quad (20)$$

где $G_n = gSa\epsilon_d e^{-2\Lambda}$ - проводимость контакта в нормальном состоянии, $g = \text{const}$ - плотность состояний в полупроводнике, ϵ_d типичная энергия локализованного состояния, a длина локализации примесного центра, Λ величина барьера, ξ - длина когерентности в сверхпроводнике.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Показано, что в краевом сверхпроводящем слое тонкой пленки в перпендикулярном магнитном поле при $H < H_{c3}(T)$ возникают центры проскальзывания фазы, разрушающие сверхпроводимость. Вычислено соответствующее сопротивление краевого сверхпроводящего слоя в режиме термической активации центров в зависимости от температуры и магнитного поля.

Проанализирован случай аналогичный квантовому туннелированию параметра порядка в одномерных сверхпроводящих проволоках при низких температурах. Показано, что при прочих одинаковых параметрах сверхпроводников, сопротивление поверхностного сверхпроводящего слоя тонкой пленки должно быть меньше, чем сопротивление проволоки.

При $H > H_{c3}(T)$ вычислен вклад поправки Асламазова-Ларкина в кондуктанс сверхпроводящего краевого слоя. Функциональная зависимость поправки $G \propto |\epsilon|^{-3/2}$ аналогична случаю одномерной сверхпроводящей проволоки.

2. Изучено магнетосопротивление двумерных образцов $p - \text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ вблизи перехода металл-диэлектрик в контакте со сверхпроводником In .

Показано, что наблюдаемый для металлических образцов пик отрицательного магнетосопротивления при слабых магнитных полях связан с подавлением одночастичного транспорта при понижении температуры и преобладанием вклада от Андреевского отражения. По характерной температуре перехода между одночастичным транспортом и андреевским отражением оценена туннельная прозрачность контакта $\Gamma \approx 0.05$.

Для образцов с прыжковой проводимостью такой пик не наблюдался. Дано теоретическое обоснование подавления магнетосопротивления в этом случае. Относительное магнетосопротивление подавлено в этом режиме в меру $\propto \xi_c^{-3} \exp(-\xi_c)$. Показано, что этот факт связан с особенностями прыжкового транспорта, включая, как большие значения эффективной энергетической зоны, по сравнению с температурой так, и топологию перколяционного кластера.

3. Исследованы свойства точечного контакта между двумя полупроводниками в режиме прыжковой проводимости, в случае. Показано, что по особенностям зависимости сопротивления образца от магнитного поля можно сделать вывод о том, какой режим проводимости реализуется- отдельным прыжком электрона вблизи отверстия контакта или свойствами проводимости объемного материала. Изучен случай, когда проводимость образца определяется единственным прыжком через точечный контакт.

Показано, что в этом случае зависимость проводимости от температуры и напряжения имеет экспоненциально большие мезоскопические флуктуации. Рассмотрена зависимость проводимости контакта от напряжения, показано, что она содержит участки с отрицательной дифференциальной проводимостью. Показано, что осцилляции Ааронова-Бома, связанные с точечным контактом, позволяют определить как числа заполнения соответствующих локализованных состояний, так и оценить величину примесного потенциала. Вычислена функция распределения магнетосопротивления. Вычислено мезоскопическое холловское напряжение, показано, что эффект чувствителен к значению величины корреляционной длины кластера, поскольку перколяционный кластер шунтирует эффективный "холловский генератор", находящийся вблизи контакта.

СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- 1* Kozub V.I. and Zuzin A.A., Hopping transport through nanoconstriction controlled by a single hop, *Phys. Stat. Solidi (c)*, **1**, (2003), p.88—91
- 2* Kozub V.I. and Zuzin A.A. , Theory of hopping transport through a constriction dominated by a single hop, *Phys. Rev. B*, **69**, (2004), 115306-1 — 115306-7
- 3* Agrinskaya N.V., Kozub V.I., Chernyaev A.V., Shamshur D.V. and Zuzin A.A., Magnetoresistance of two-dimensional p-GaAs/AlGaAs structures in the vicinity of metal-insulator transition: Effect of superconducting leads, *Phys. Rev. B*, **72**, (2005), 085337-1 — 085337-5
- 4* Kozub V.I., Zyuzin A.A., Galperin Y.M. and Vinokur V., Charge Transfer between a Superconductor and a Hopping Insulator, *Phys. Rev. Lett.*, **96**, (2006), 107004-1 — 107004-4
- 5* Kozub V.I., Zyuzin A.A., Entin-Wohlman O., Aharony A., Galperin Y. M. and Vinokur V., Point- contact spectroscopy of hopping transport: Eeffect of a magnetic field, *Phys. Rev. B*, **75**, (2007), 205311-1 — 205311-7
- 6* Зюзин А.А., Зюзин А.Ю., О сопротивлении тонких пленок с краевой сверхпроводимостью в сильных магнитных полях, *Письма в ЖЭТФ*, **86**, (2007), с. 60 — 64

ЛИТЕРАТУРА, ЦИТИРУЕМАЯ В АВТОРЕФЕРАТЕ

1. Асламазов Л.Г., Ларкин А.И., Влияние флуктуаций на свойства сверхпроводника при температурах выше критической, *ФНТ*, **10**, (1968), с. 1104—1111

2. Rogachev A., Bollinger A.T. and Bezryadin A., Influence of high magnetic fields on the superconducting transition of one- dimensional Nb and MoGe nanowires, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, (2005), p. 017004-1 — 017004-4
3. Bezryadin A., Lau C.N. and Tinkham M., Quantum suppression of superconductivity in ultrathin nanowires, *Nature*, **404**, (2000), p. 971—974
4. Rogachev A. and Bezryadin A., Superconducting properties of polycrystalline Nb nanowires templated by carbon nanotubes, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, (2003), p. 512 — 514
5. Янсон И.К., Микроконтактная спектроскопия электрон- фононного взаимодействия в чистых металлах, *ФНТ*, **9**, (1983), с. 343—360
6. Maes J.W.H., Caro J., Kozub V.I., Wemer K. and Radelaar S., Silicon point contacts: Nanofabrication, molecular beam epitaxial growth and transport measurements, *J.Vac.Sci.Technol.B*, **12**, (1994), p. 3614—3618
7. Raikh M.E. and Ruzin I.M., Transmittancy fluctuations in randomly non-uniform barriers and incoherent mesoscopics, *Mesoscopic phenomena in solids* (eds. Altshuller B.L. and Lee P.A.), Elsevier, New York, (1991), p. 315
8. Raikh M.E., Wessels G.F., Single-scattering-path approach to the negative magnetoresistance in the variable range hopping regime for two-dimensional electron systems, *Phys. Rev. B*, **47**, (1993), p. 15609 — 15621
9. Langer J.S and Ambegoakar A., Intrinsic resistive transition in narrow superconducting channels, *Phys. Rev.*, **164**, (1967), p. 498 — 510
10. Tinkham M., *Introduction to superconductivity*, McGraw- Hill, New York, (1996)
11. Golubev D.S. and Zaikin A.D., Quantum tunneling of the order parameter in superconducting nanowires, *Phys. Rev. B*, **64**, (2001), p. 014504-1 — 014504-14
12. Giordano N., Evidence for macroscopic quantum tunneling in one- dimensional superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, (1988), p. 2137 — 2140
13. Гальперин Ю.М., Герман Е.П., Карпов В.Г., Эффект Холла в режиме прыжковой проводимости, *ЖЭТФ*, **99**, (1991), с. 343 — 356
14. Zhao H.L., Spivak B.Z., Gelfand M.P. and Feng S., *Phys. Rev.B*, Negative magnetoresistance in variable range hopping conduction, **44**, (1991), p. 10760 — 10767