

На правах рукописи

Водолазов Денис Юрьевич

**РЕЗИСТИВНОЕ СОСТОЯНИЕ И НЕРАВНОВЕСНЫЕ
ЭФФЕКТЫ
В УЗКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород - 2015

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки
Институт физики микроструктур Российской академии наук
(ИФМ РАН), Нижний Новгород

Официальные оппоненты:

Девятов Игорь Альфатович,
доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник,
Научно-исследовательский институт
ядерной физики им. Д.В. Скобельцина
Московского государственного
университета им. М. В. Ломоносова

Пудалов Владимир Моисеевич
доктор физико-математических наук,
заведующий отделом,
Физический институт им. П.Н.Лебедева
Российской академии наук

Рахманов Александр Львович
доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник,
Институт теоретической и
прикладной электродинамики
Российской академии наук

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
профессионального образования
Московский педагогический
государственный университет

Защита состоится 11 июня 2015 г. в 14 часов на заседании диссертационного совета
Д.002.098.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки
Институт физики микроструктур Российской академии наук (607680, Нижегородская
область, Кстовский район, д. Афоново, ул. Академическая, д.7)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного
бюджетного учреждения науки Институт физики микроструктур Российской академии
наук, Нижний Новгород.

Автореферат разослан _____ 2015 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физико-математических наук,
профессор

Гайкович К. П.

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования

Исследование резистивного состояния сверхпроводников является одной из актуальных задач физики твердого тела. В отличие от нормального состояния, в резистивном состоянии сверхпроводящий параметр порядка не подавлен полностью в сверхпроводнике, что приводит к его сопротивлению меньшему, чем в нормальном состоянии. Чаще всего резистивное состояние в сверхпроводниках возникает из-за движения вихрей под действием транспортного тока. Однако в случае достаточно узких сверхпроводящих пленок/проволок (с шириной меньше или порядка сверхпроводящей длины когерентности ξ) резистивное состояние может быть реализовано через возникновение, так называемых, центров проскальзывания фазы, каждый из которых представляет из себя область с размерами порядка ξ по длине проволоки, внутри которой происходят периодические осцилляции сверхпроводящего параметра порядка. Другой реализацией резистивного состояния является случай контакта сверхпроводника с нормальным металлом. В этом случае нормальный ток и электрическое поле из нормального металла могут проникать достаточно далеко в сверхпроводник, что также приводит к его конечному сопротивлению.

Во всех случаях в сверхпроводнике возникает конечное напряжение, что означает отклонение от равновесия функции распределения квазичастиц $f(\epsilon)$. Вблизи критической температуры сверхпроводника, уже небольшие отклонения от равновесия влияют на сверхпроводящие свойства (из-за сильной чувствительности сверхпроводящего параметра порядка к виду $f(\epsilon)$), что приводит к нелинейной вольтамперной характеристике (ВАХ) и, при определенных условиях, к ее гистерезису. Интересно, что эффективно квазичастицы могут, как 'греться' (за счет джоулевой диссипации) так и 'охлаждаться' (за счет уменьшения во времени модуля сверхпроводящего параметра порядка). Последний эффект является уникальным для сверхпроводящего состояния (в нормальном состоянии существует только джоулев разогрев при наличии тока). Поэтому представляется интересным исследовать, как данный источник неравновесия влияет на ВАХ сверхпроводников и на динамику сверхпроводящего параметра порядка.

Узкие сверхпроводящие пленки с шириной меньше, чем пирловская глубина проникновения магнитного поля $\Lambda = 2\lambda_L^2/d$ (здесь λ_L - лондоновская глубина проникновения магнитного поля и $d < \lambda_L$ - толщина пленки), являются удобным объектом для изучения резистивного состояния в сверхпроводниках. Такие пленки характеризуются однородным распределением тока по ширине и толщине пленки в нулевом магнитном поле, что позволяет часто пренебрегать зависимостью от поперечных координат и рассматривать такую пленку как квазиодномерную проволоку. Изменяя ширину пленки, можно проследить изменение свойств ее резистивного состояния от режима движения (течения) вихрей (характерного для пленок с шириной $w \gg \xi$ в ненулевом магнитном поле) до режима квазиодномерного процесса проскальзывания фазы (для пленок с

шириной $w < \xi$). К тому же, в пленках с шириной порядка нескольких длин когерентности может разместиться не больше одной цепочки вихрей (в достаточно больших магнитных полях), что должно приводить к новым особенностям резистивного состояния.

Свойства резистивного состояния могут зависеть не только от ширины сверхпроводящей пленки, но также и от ее длины. В неравновесном состоянии существует характерная длина релаксации неравновесных квазичастиц L_{in} (описывающая, как далеко неравновесные квазичастицы могут диффундировать от источника неравновесия), которая обычно много больше, чем длина когерентности ξ . Поэтому можно ожидать, что резистивное состояние достаточно коротких пленок с длиной $\xi \ll L \ll L_{in}$ и длинных пленок с $L \gg L_{in}$ будет различным.

В настоящее время узкие и тонкие сверхпроводящие пленки также стали реальным объектом для приложений. Наиболее ярким примером является бурно развивающаяся в последнее время область однофотонных тонкопленочных сверхпроводниковых детекторов. Центральным элементом такого прибора является сверхпроводящая пленка (с шириной порядка нескольких ξ и толщиной порядка нескольких нанометров), через которую пропускается ток, близкий к критическому. В 2001 году было экспериментально продемонстрировано детектирование такой пленкой одиночных фотонов. К настоящему времени было предложено несколько феноменологических моделей, предлагающих различные механизмы детектирования фотонов, которые включают в себя, в том числе, и процесс рождения вихрей рядом с местом падения фотона. Представляется интересным исследовать резистивный отклик сверхпроводящей пленки при наличии в ней области с подавленной сверхпроводимостью, используя уравнение для динамики сверхпроводящего параметра порядка и уравнение непрерывности для тока.

Степень разработанности темы исследования

Теоретическое изучение неравновесных эффектов, возникающих в резистивном состоянии сверхпроводящих пленок, затруднено из-за сложности систем нелинейных интегродифференциальных уравнений, которые корректно описывают эти процессы (см. например [1,2,3]). Однако вблизи критической температуры сверхпроводника анализ может проводиться на основе численного решения простого [4] или обобщенного [3] нестационарного уравнения Гинзбурга-Ландау. Последнее уравнение позволяет в простейшем виде учесть неравновесные эффекты, связанные с меняющимся во времени модулем сверхпроводящего параметра порядка $|\Delta|$, и оно справедливо в так называемом локальном пределе, когда время изменения $|\Delta|$ больше, чем характерное время изменения функции распределения квазичастиц за счет неупругого рассеяния на фононах. При использовании этих уравнений общие свойства процесса проскальзывания фазы в токонесущих квазиодномерных сверхпроводниках были изучены в ряде работ в 70-80-ых годах XX столетия (см. обзоры [5,6]). В частности, был численно смоделирован сам процесс проскальзывания фазы и

рассчитаны вольтамперные характеристики квазиодномерных мостиков (см. например [7,8]). Однако вопрос об минимальном токе, при котором еще возможен периодический во времени процесс проскальзывания фазы, практически не был исследован. Этот ток в англоязычной литературе носит название *retrapping current* - ток возврата, и если он оказывается меньше критического тока, то вольтамперная характеристика мостика становится гистерезисной. Представляется интересным изучить вопрос, как различные материальные параметры сверхпроводника (конечная длина мостика, граничные условия на его концах, время энергетической релаксации квазичастиц за счет неупругого электрон-фононного взаимодействия), а также внешние условия (приложенное магнитное поле) влияют на величину тока возврата, а также исследовать особенности процесса проскальзывания фазы в мостиках конечной длины в режиме приложенного напряжения.

Влияние неравновесных эффектов, возникающих из-за меняющегося во времени $|\Delta|$, на движение вихрей было впервые исследовано в работе Ларкина и Овчинникова [9] в окрестности критической температуры сверхпроводника. Авторы нашли зависимость вязкости вихревого движения от скорости вихря, что в дальнейшем позволило объяснить нелинейную вольт-амперную характеристику сверхпроводящих пленок, наблюдавшуюся во многих экспериментах, как на низких [10,11], так и на высокотемпературных сверхпроводящих пленках [12,13] вблизи критической температуры сверхпроводника. В работе Глазмана [14] впервые было показано, что вследствие неравновесных эффектов может меняться форма одиночного движущегося вихря, что связано с большим временем изменения модуля параметра порядка $\tau_{|\Delta|}$. Однако не было исследовано, как этот эффект может повлиять на движение вихревой решетки и на вид вольтамперной характеристики сверхпроводящей пленки.

Нелокальные эффекты, связанные со взаимодействием вихрей, были впервые изучены в работе [15] для случая двух близко расположенных параллельных сверхпроводящих пленок, помещенных в перпендикулярное магнитное поле. В исследованной геометрии ток прикладывался только к одной пленке, однако резистивный отклик возникал и во второй пленке, что объяснялось наличием магнитного взаимодействия между вихрями в соседних сверхпроводниках. В группе проф. А.К. Гейма в 2002 году был экспериментально изучен нелокальный отклик в холловском сверхпроводящем мостике. В данном случае напряжение измерялось в той области сверхпроводника, где транспортный ток был практически равен нулю, и был обнаружен ненулевой отклик по напряжению [A8]. Позднее, в 2008 году в той же самой геометрии в группе проф. К. Штрукка из университета г. Регенсбург был проведен эксперимент при больших приложенных токах и была обнаружена смена знака нелокального напряжения при понижении температуры [A17]. Эти эксперименты поставили вопросы о механизме отклика и знаке нелокального напряжения в холловской геометрии при больших токах и разных температурах.

Управление резистивными свойствами сверхпроводников через контроль функции распределения квазичастиц с помощью приложенного напряжения

обсуждался в ряде работ. Наиболее близкой к результатам, представленным в диссертации, является работа [16], в которой было впервые предсказано разрушение сверхпроводимости в системе нормальный металл-сверхпроводник-нормальный металл при приложении напряжения выше критического. Можно также отметить работу [17], в которой был продемонстрирован пиджозесоновский контакт в системе сверхпроводник-нормальный металл-сверхпроводник, возникающий при приложении напряжения к нормальному металлу, и работу [18], в которой исследовалось влияние напряжения на различные состояния в сверхпроводящей нуль-мерной грануле, ограниченной массивными нормальными 'берегами'.

Изучение конечного сопротивления квазиодномерных сверхпроводников при токе, значительно ниже критического, началось с работы Лангера и Амбегаокара [19]. В этой работе в рамках модели Гинзбурга-Ландау была вычислена энергия седловых состояний, приводящих к проскальзыванию фазы сверхпроводящего параметра порядка и появлению ненулевого среднего напряжения, как функция приложенного тока. В недавних экспериментах (см. например работу [20] и ссылки в ней), данный результат был использован для вычисления вероятности переключения сверхпроводящего мостика в резистивное состояние при токе, близком, но ниже критического (так называемом токе переключения - switching current). Аналогичные расчеты для двумерных сверхпроводящих пленок с током основывались на расчете энергии, необходимой для создания одиночных вихрей или пар вихрь-антивихрь [21] и были выполнены в основном в рамках модели Лондонов. Однако при приближении к току распаривания данная теория перестает быть справедливой, и необходимо использовать модель Гинзбурга-Ландау (в частности, этот подход позволяет корректно учесть вклад кора вихря [22] и его деформацию при приближении вихря к краю пленки). В рамках модели Гинзбурга-Ландау такие расчеты были выполнены в [23], но в режиме, когда ток все еще был далек от тока распаривания.

В ряде экспериментальных работ было обнаружено, что вблизи, но ниже критической температуры, сопротивление относительно широких сверхпроводящих пленок (с шириной порядка нескольких длин когерентности) немонотонным образом зависит от магнитного поля [24,25]. В подобных пленках также наблюдалась немонотонная зависимость критического тока I_c от приложенного магнитного поля H [26] (так называемый пик-эффект). Теоретически последний эффект был предсказан в работе В.В. Шмидта [27] и объяснялся входом цепочки вихрей в сверхпроводящую пленку. В более поздних работах [28,29] было обнаружено, что вход второй и последующих цепочек вихрей должен приводить к дополнительным пикам на зависимости критического тока от магнитного поля. Однако в двух других теоретических работах [30,31] пик-эффект не был обнаружен, и вычисленная зависимость $I_c(H)$ являлась монотонной. Необходимо отметить, что во всех теоретических работах по вычислению I_c использовалась модель Лондонов, которая не позволяет, в отличие от модели Гинзбурга-Ландау, однозначно ответить на вопрос о периоде входящей цепочки вихрей. Кроме того, модель Лондонов не позволяет учесть

влияние кривизны вихря на величину краевого барьера для входа/выхода вихря, что становится важным, когда вихрь находится вблизи края пленки.

В 2001 году в теоретической работе [32] было предложено использовать узкую и тонкую сверхпроводящую пленку с током для детектирования одиночных фотонов. Идея данной работы заключалась в том, что поглощенный фотон локально нагревает квазичастицы и создает в сверхпроводящей пленке область с локально подавленным сверхпроводящим параметром порядка - так называемое 'горячее' пятно. Сверхпроводящий ток вынужден обтекать эту область, и плотность тока повышается возле 'горячего' пятна, что может приводить к появлению резистивного состояния, которое является признаком поглощения сверхпроводящей пленкой фотона. Существенным фактором для такого рода детектирования является достаточно малая ширина (обычно ~ 100 нм) и толщина ($\sim 4-5$ нм) сверхпроводящей пленки для того, чтобы энергии фотона видимого или ближнего инфракрасного диапазона было достаточно для разрушения сверхпроводимости в значительной части сверхпроводника. Успешная реализация этой идеи многими научными группами (см. например обзор [33]) инициировало большое количество теоретических работ [34-37], в которых были предложены альтернативные модели механизма детектирования фотонов. Их появление было связано с тем обстоятельством, что в первоначальной модели не был решен вопрос о том, как возникает резистивное состояние в пленке с 'горячим' пятном. Кроме того, хотя первоначальная модель [32] и дает простое физическое объяснение механизма детектирования одиночных фотонов, количественно она плохо описывает экспериментальную ситуацию (см. например недавнюю работу [A24], в которой приводится сравнение эксперимента и различных моделей). Несколько модифицированная модель 'горячего' пятна [34] дает лучшее согласие с экспериментом (см. [A24]), но и она не позволяет объяснить, почему в реальных детекторах не существует резкой (красной) границы (по длине волны падающего фотона), выше которой эффективность детектирования должна резко обращаться в ноль (в теории). Необходимо отметить, что во всех моделях 'горячего' пятна [32,34-37] не рассчитывалось распределение тока в пленке с пятном, что представляется важным для количественного сравнения теории с экспериментом.

Цели и задачи:

- исследование вблизи критической температуры сверхпроводника влияния неравновесных эффектов, возникающих из-за изменения во времени модуля сверхпроводящего параметра порядка $|\Delta|$, на вольтамперные характеристики сверхпроводящих мостиков конечной длины в режимах приложенного тока и напряжения (в отсутствии и наличии магнитного поля);
- исследование влияния такого типа неравновесных эффектов на структуру движущейся решетки вихрей в сверхпроводниках конечной ширины и на динамику $|\Delta|$ в сверхпроводящих кольцах;

- исследование нелокального отклика в холловском сверхпроводнике в режиме медленного и быстрого движения вихрей (в условиях, когда возникают слабые и сильные неравновесные эффекты);
- исследование влияния неравновесности, возникающей при приложении напряжения, на транспортные свойства сверхпроводящего мостика, ограниченного нормальными 'берегами';
- расчет энергии различных седловых состояний, определяющих энергетический барьер для входа/выхода вихрей в узкой сверхпроводящей пленке при токе, близком к току распаривания и в режиме бесконечно малого тока при наличии внешнего магнитного поля;
- исследование роли вихрей на условия появления резистивного отклика сверхпроводящей пленки с током после поглощения ею одиночного фотона.

Научная новизна

Научная новизна работы определяется оригинальностью полученных результатов и заключается в следующем:

1. Показано, что конечное состояние, в которое переходит сверхпроводящее кольцо из неустойчивого состояния с током, близким к току распаривания, зависит от времени изменения модуля сверхпроводящего параметра порядка $\tau_{|\Delta|}$. Для неоднородного кольца с радиусом меньшим длины когерентности продемонстрирована возможность возникновения одномерного квазивихревого состояния при величине магнитного потока сквозь кольцо, близкого к половине кванта магнитного потока.
2. Изучено влияние конечного времени изменения модуля сверхпроводящего параметра порядка $\tau_{|\Delta|}$, длины мостика, граничных условий на его концах и магнитного поля на величину тока возврата I_r , при котором периодический во времени процесс проскальзывания фазы прекращается в сверхпроводящем мостике и мостик переходит в сверхпроводящее состояние. Исследована динамика сверхпроводящего параметра порядка в сверхпроводящем мостике в режиме приложенного напряжения и рассчитана его вольтамперная характеристика.
3. Показано, что достаточно большое $\tau_{|\Delta|}$ приводит к различным перестройкам структуры движущейся решетки вихрей Абрикосова. В частности, возможны режимы, когда в сверхпроводящей пленке могут сосуществовать быстро и медленно движущиеся вихри.
4. Установлено, что нелокальный резистивный отклик в сверхпроводящем холловском мостике обусловлен межвихревым отталкиванием. Нелокальный отклик является несимметричным относительно направления транспортного тока, что объясняется разными условиями для входа/выхода вихрей через края сверхпроводника. Показано, что при достаточно больших скоростях вихрей в токовом контакте, знак нелокального напряжения зависит от доминирующего механизма неравновесия при данной температуре.
5. Показано, что в сверхпроводящем мостике, ограниченном нормальными 'берегами', в режиме приложенного напряжения возможно наличие как

симметричных, так и асимметричных устойчивых состояний, которые характеризуются симметричным и асимметричным распределением параметра порядка относительно центра мостика.

6. В рамках модели Гинзбурга-Ландау найдены энергии различных седловых состояний узких сверхпроводящих пленок различной ширины в диапазоне токов от нуля до тока распаривания I_{dep} . Исследовано влияние изгиба пленки на зависимость энергии седлового состояния от тока.

7. Исследован пик-эффект и рассчитано магнитосопротивление (связанное с термоактивационным входом/выходом вихрей) узких сверхпроводящих пленок в широком диапазоне ширин. Найден интервал ширин пленок, для которых пик-эффект и отрицательное магнитосопротивление наиболее ярко выражены.

8. На основе феноменологической модели 'горячего' пятна предложен вихревой механизм детектирования одиночных фотонов сверхпроводящими пленками с транспортным током. Рассчитана зависимость порогового тока, при котором эффективность детектирования однофотонного пленочного сверхпроводящего детектора выходит на насыщение, от энергии поглощенного фотона.

Теоретическая и практическая значимость работы

С теоретической и практической точек зрения, полученные результаты могут быть использованы:

- при анализе вольтамперных характеристик сверхпроводящих мостиков конечной длины вблизи критической температуры при наличии и отсутствии магнитного поля и переменного тока;
- при исследовании транспортных свойств сверхпроводящих структур, имеющих границу с нормальным металлом, для оценки ее влияния на сверхпроводящие свойства в режиме большого заданного тока или напряжения;
- при исследовании движения вихрей в локальных и нелокальных геометриях при достаточно больших скоростях вихрей, когда становятся важными неравновесные эффекты различной природы;
- при анализе сопротивления узких сверхпроводящих пленок в магнитном поле, величины критического тока и при расчете вероятности перехода в резистивное состояние при токе близком, но меньшем критического;
- для понимания механизма работы однофотонных сверхпроводниковых тонкопленочных детекторов.

Методология и методы исследования

Для решения поставленных задач использовалось численное решение простых и обобщенных нестационарных уравнений Гинзбурга-Ландау, кинетического уравнения для функции распределения квазичастиц и уравнения Узаделя для нормальной и аномальной функций Грина. В ряде случаев были выполнены аналитические расчеты и оценки с использованием упрощенных моделей, например, таких, как модель Лондонов.

Положения, выносимые на защиту

1. Изменение завихренности в узком сверхпроводящем кольце происходит лавинообразно за счет последовательных во времени проскальзываний фазы сверхпроводящего параметра порядка в одном месте кольца. Вблизи критической температуры T_c количество проскальзываний фазы увеличивается с увеличением времени изменения модуля параметра порядка $\tau_{|\Delta|}$. Для неоднородного кольца с радиусом R , меньшим длины когерентности ξ , возможны изменения завихренности, не приводящие к скачкообразным изменениям плотности тока и сверхпроводящего параметра порядка в кольце.
2. Большое время изменения модуля сверхпроводящего параметра порядка $\tau_{|\Delta|}$ приводит к возможности существования периодического во времени процесса проскальзывания фазы и резистивного состояния в сверхпроводящем мостике до тока возврата I_r , меньшего критического тока I_c . Переход мостика в сверхпроводящее состояние при токе $I=I_r < I_c$ происходит из состояния с конечным напряжением $V_r \sim \hbar/2e\tau_{|\Delta|}$. Вблизи T_c ток возврата I_r определяется длиной сверхпроводящего мостика, граничными условиями на его концах, и может зависеть от приложенного магнитного поля немонотонным образом.
3. При температуре близкой к T_c , в движущейся решетке вихрей Абрикосова при увеличении тока происходят несколько последовательных трансформаций, последняя из которых связана с появлением в сверхпроводящей пленке областей с динамически подавленным $|\Delta|$, вдоль которых быстро движутся квазиджоулефсоновские вихри. Эффект обусловлен большим временем изменения модуля сверхпроводящего параметра порядка $\tau_{|\Delta|}$.
4. Межвихревое отталкивание приводит к резистивному нелокальному отклику в сверхпроводящем холловском мостике. Нелокальный в пространстве отклик является несимметричным относительно направления течения тока, что объясняется различными условиями для входа/выхода вихрей через края мостика. Знак нелокального напряжения в такой геометрии при больших скоростях вихрей зависит от доминирующего механизма неравновесия, вызванного движением вихрей. При низких температурах он определяется Джоулевым разогревом квазичастиц, тогда как вблизи критической температуры он обусловлен их 'охлаждением', возникающим из-за меняющегося во времени модуля сверхпроводящего параметра порядка $|\Delta|$ вблизи движущегося вихря.
5. В квазиодномерном сверхпроводящем мостике, ограниченном нормальными 'берегами', при заданном напряжении возможно наличие нескольких устойчивых состояний, имеющих как симметричное, так и асимметричное распределение сверхпроводящего параметра порядка относительно центра мостика. При определенных параметрах асимметричное состояние существует при больших напряжениях, чем симметричное состояние, что приводит к изменению вольтамперной характеристики мостика.
6. Среди различных седловых состояний узкой сверхпроводящей пленки с током, наименьшей энергией вблизи тока распаривания I_{dep} обладает седловое состояние Лангера-Амбегаокара. В диапазоне токов $0.6I_{dep} < I < I_{dep}$ наименьшую энергию имеет состояние с частично подавленным $|\Delta|$ в ограниченной области

вблизи края пленки (так называемый вихревой зародыш). Изгиб пленки приводит к локальному увеличению плотности тока в области изгиба и к сильному изменению токовой зависимости энергии седлового состояния по сравнению с пленкой без изгиба.

7. Узкие сверхпроводящие пленки (с шириной $w \sim 3-8 \xi$) имеют ярко выраженный пик в зависимости $I_c(H)$, который обусловлен существованием краевого барьера на вход/выход вихрей и с особенностями межвихревого взаимодействия в таких сверхпроводниках. Конечное сопротивление подобных пленок (связанное с термоактивационным входом/выходом вихрей) имеет локальный максимум вблизи первого критического поля H_{c1} .

8. В рамках модифицированной модели 'горячего' пятна фотоиндуцированный резистивный отклик узкой сверхпроводящей пленки возникает из-за рождения пар вихрь-антивихрь в области с локально подавленной сверхпроводимостью, возникающей в месте поглощения фотона в центральной части пленки, и их движения при токе $I > I_{pass}$. Рассчитанная на основе предложенной модели зависимость I_{pass} от энергии, требуемой для подавления сверхпроводимости внутри этой области, близка к зависимости тока детектирования однофотонного тонкопленочного сверхпроводникового детектора от энергии фотона, если полагать, что только около 10% энергии поглощенного фотона идет на локальное подавление сверхпроводимости.

Степень достоверности и апробация работы

Все материалы, вошедшие в диссертацию, обсуждались на семинарах ИФМ РАН. Результаты также были представлены и обсуждались на семинарах в ИФТТ РАН, ИРЭ РАН, ИТФ им. Л.Д. Ландау, МПГУ, Физическом институте им. П.Н. Лебедева, University of Antwerp (Антверпен, Бельгия), University of Regensburg (Регенсбург, Германия), Karlsruhe Institute of Technology (Карлсруэ, Германия), DLR Institut fur Planetenforschung (Берлин, Германия), University of Beijing (Пекин, Китай), China High-Magnetic Field Laboratory (Хефэй, Китай), Kamerlingh Onnes laboratory (Лейден, Нидерланды). Результаты докладывались на международной конференции "Нанопизика и наноэлектроника" (Нижний Новгород - 2005, 2007, 2008, 2010, 2011, 2013, 2014), Европейском совещании по спинтронике и мезоскопической сверхпроводимости (Брайтон-2002, Великобритания), рабочем совещании Европейского научного фонда (Маратая-2002, Италия), 9-ом международном совещании по динамике вихрей (остров Д'Олерон - 2003, Франция), Третьей Европейской конференции по вихрям в сверхпроводниках -Vortex-III (Крит-2003, Греция), совещании Американского физического общества (APS March meeting, Монреаль-2004, Канада), рабочем совещании "Динамика вихрей в сверхпроводниках и других сложных системах" (NATO Advanced Research Workshop, Ялта-2004, Украина), рабочем совещании "Meso-06" (Черноголовка-2006), рабочем совещании "Флуктуации и фазовые переходы в сверхпроводниках (Назарет-2007, Израиль), совещании по физике низких температур (ФНТ-35, Черноголовка-2009), рабочем совещании "Сверхпроводимость в наноразмерных системах" (Лозанна-2010, Швейцария), международной конференции для молодых ученых по физике низких

температур (Харьков-2011, Украина), 9-ом и 10-ом международных рабочих совещаниях по магнетизму и сверхпроводимости в наноразмерных системах (Кома-Руга-2013, Кома-Руга-2014, Испания).

Большая часть полученных теоретических результатов согласуется как количественно, так и качественно с различными экспериментами, что свидетельствует в пользу их достоверности. Все результаты диссертации опубликованы в 2002-2014 годах в 26 статьях в ведущих зарубежных журналах.

Личный вклад автора

Автор внес основной вклад в представленные в диссертации теоретические результаты. В главах 1-4 автор ставил задачи, разрабатывал теоретические модели, выполнял численные расчеты, аналитические оценки и предлагал физическую интерпретацию полученных результатов. Результаты главы 5 получены без соавторов. Теоретические результаты главы 6 были получены частично в соавторстве с аспирантом Зотовой А.Н.

Основное содержание работы

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, списка публикаций автора и списка цитируемой литературы.

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследований, изложены цели работы и методы решения поставленных задач, показана ее научная новизна и значимость, приведены положения, выносимые на защиту, и личный вклад автора.

В **разделе 1.1** первой главы представлены основные уравнения, на основе решения которых были получены результаты, приведенные в диссертации. Используя эти уравнения (в так называемом локальном пределе) в главе 1 исследуются динамика сверхпроводящего параметра порядка Δ в сверхпроводящих мостиках (проводах) и сверхпроводящих кольцах в условиях, когда по ним течет ток.

В **разделе 1.2** исследована динамика перехода между различными метастабильными состояниями сверхпроводящего кольца (характеризуемых различным значением завихренности $N = \oint \nabla \phi ds / 2\pi$, где ϕ - фаза сверхпроводящего параметра порядка), происходящим при повышении магнитного поля выше некоторого критического значения. Для расчета использовалось простейшее нестационарное уравнение Гинзбурга-Ландау, где в качестве свободного параметра использовался коэффициент μ перед первой производной по времени Δ . С физической точки зрения параметр μ контролирует характерное время изменения модуля параметра порядка $\tau_{|\Delta|}$ и глубину проникновения электрического поля в сверхпроводник L_E .

Было показано, что сверхпроводящее состояние в кольце становится неустойчивым, когда скорость сверхпроводящих электронов $v = \hbar / m (\nabla \phi - 2eA/c)$ достигнет критического значения $v_c = \hbar (1 + \xi^2 / 2R^2)^{1/2} / 2\pi 3^{1/2} \xi m$. В пределе кольца большого радиуса ($R \gg \xi$) v_c соответствует скорости распаривания в одномерном

сверхпроводящем канале (при этом плотность тока достигает плотности тока распаривания j_{dep}). При $v > v_c$ сверхпроводящее состояние разрушается и численные расчеты показали, что в рассматриваемых кольцах с радиусом $R=5-20 \xi$ и при значениях параметра $u=1-100$ возникало только одно место вдоль кольца, где происходили осцилляции параметра порядка, сопровождаемые проскальзыванием фазы ϕ . Количество проскальзываний фазы (ПФ) увеличивалось с увеличением u и приближалось к максимально возможному значению $N_{\text{max}} = \text{Int}(R(1+\xi^2/2R^2)^{1/2}/3^{1/2}\xi)$, соответствующего переходу сверхпроводящего кольца в состояние с наименьшей энергией при заданном магнитном поле.

Анализ полученных численных результатов позволил сделать вывод, что количество ПФ определяется отношением между характерным временем изменения модуля параметра порядка и временем между последовательными проскальзываниями фазы $\tau_{\delta\phi}$. Последнее время связано со временем изменения разности фаз вблизи точки, где происходят осцилляции $|\Delta|$, что следует из джозефсоновского соотношения $\hbar\partial\delta\phi/\partial t=2eV$. Так как после каждого проскальзывания фазы ток в кольце уменьшается на $\delta j \sim j_{\text{dep}}\xi/R$ (это следует из изменения разности фаз на 2π на длине кольца), то и напряжение V возле места, где фаза проскальзывает, также убывает, что приводит к увеличению $\tau_{\delta\phi} \sim 1/j$. Когда $\tau_{|\Delta|} < \tau_{\delta\phi}$, то модуль параметра порядка растет быстрее, чем сверхскорость вблизи центра проскальзывания фазы, следующее ПФ становится невозможным, и кольцо возвращается в стационарное сверхпроводящее состояние с однородно распределенным $|\Delta|$.

Конечная ширина кольца приводит к исчезновению сверхпроводимости в кольце в полях $H > H_c \approx 3.67\Phi_0/2\pi\xi w$. В результате N_{max} зависит от H из-за уменьшения величины критической скорости с ростом H . Данный эффект был обнаружен в нескольких экспериментах – изменение завихренности приводит к изменению экранирующих токов в кольце и, следовательно, намагниченности кольца и величины щели в спектре квазичастиц, которые и измерялись в экспериментах [A4, A11].

В разделе 1.3 исследован вопрос о процессе проскальзывания фазы в неоднородных кольцах малого радиуса с $R < \xi$. Под неоднородностью понимается локальное уменьшение толщины (или ширины) кольца, что эффективно соответствует появлению слабой связи в этом месте. В кольцах большого радиуса $R > \xi$ наличие слабой связи приводит к уменьшению N_{max} из-за уменьшения величины v_c , но качественно динамика системы похожа на случай однородных колец - переход между метастабильными состояниями происходит через нестационарный процесс проскальзывания фазы и сопровождается скачкообразным изменением тока в кольце. Однако в неоднородном кольце с радиусом $R < \xi$ переход происходит по отличному сценарию. Параметр порядка монотонно меняется (с ростом H) от максимального значения (при магнитном потоке через кольцо $\Phi=0$) до нуля (при $\Phi=\Phi_0/2$, Φ_0 – квант магнитного потока) в области слабой связи. При этом экранирующий ток также меняется непрерывным образом, и при $\Phi=\Phi_0/2$ он обращается в ноль. Однако

завихренность и разность фаз возле точки, где $|\Delta| \rightarrow 0$, меняется скачком при $\Phi = \Phi_0/2$ (в двухмерном случае это состояние трансформируется в вихрь, с сильно деформированным кором). Данное состояние было экспериментально обнаружено на алюминиевом кольце со смещенным относительно центра отверстием [A16].

В разделе 1.4 изучены вольтамперные характеристики сверхпроводящих мостиков конечной длины вблизи T_c , когда влиянием джоулева нагрева можно пренебречь. Расчет был сделан в рамках обобщенного нестационарного уравнения Гинзбурга-Ландау [1]. Данная задача позволила продемонстрировать идею о влиянии конкуренции между временами изменения $|\Delta|$ и $\delta\phi$ на гистерезис ВАХ (не используя искусственный параметр u , использованный в разделе 1.2), а также связать $\tau_{|\Delta|}$ с материальными параметрами сверхпроводника – неупругим времени релаксации энергии квазичастиц за счет электрон-фононного взаимодействия τ_{in} и длиной мостика L .

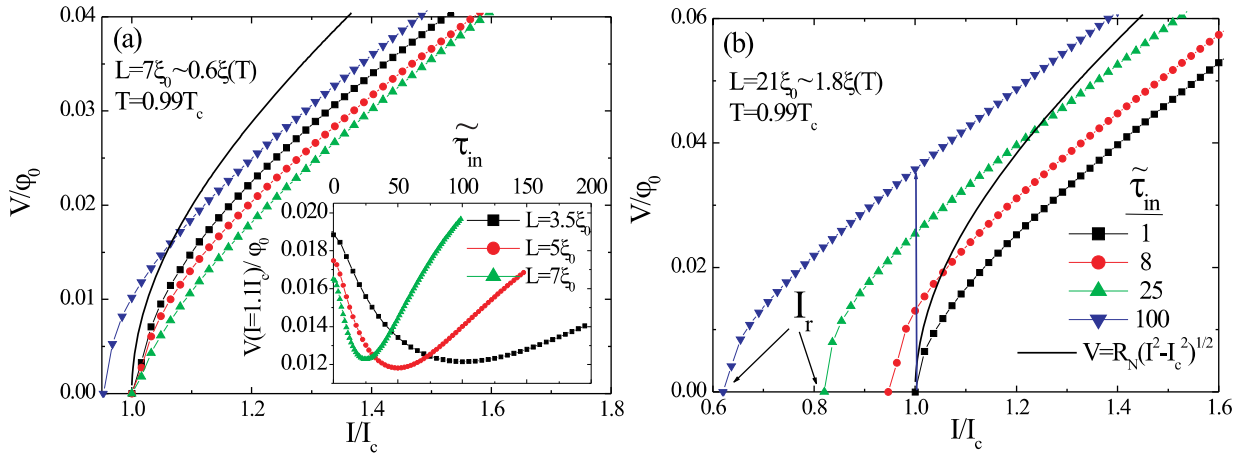


Рис. 1. Вольтамперные характеристики короткого $L < \xi(T)$ (а) и длинного $L > \xi(T)$ (б) сверхпроводящего мостика, вычисленные в режиме постоянного тока. Для сравнения на рисунках (а,б) также приведена ВАХ передемпфированного джозефсоновского контакта в RCSJ модели (сплошная кривая). На вставке к рисунку (а) показана немонотонная зависимость напряжения (при фиксированном токе) от параметра $\tilde{\tau}_{in} = \tau_{in}/\tau_0 = 1$ для мостиков различной длины. ξ_0 – длина когерентности при нулевой температуре.

На рисунке 1 представлены типичные ВАХ для относительно длинных ($L > \xi(T)$) и коротких ($L < \xi(T)$) мостиков. Анализ обобщенного нестационарного уравнения Гинзбурга-Ландау показал, что для коротких мостиков $\tau_{|\Delta|}/\tau_{\delta\phi} \sim (\tau_{in}/\tau_0(1-T/T_c)^{1/2})(L/\xi_0)^2/I_c$ ($\tau_0 = \hbar/1.76k_B T_c$). Когда $\tau_{|\Delta|}/\tau_{\delta\phi} \ll 1$, то модуль параметра порядка $|\Delta|$ следует изменениям $\delta\phi$ (сверхскорости) практически без задержки во времени. В этом случае ток-фазовое соотношение близко к синусоидальному и зависимость $|\Delta|(\delta\phi)$ в центре мостика в резистивном состоянии остается практически такой же, как и в сверхпроводящем состоянии – см. рисунки 2(а,б). С увеличением τ_{in} отношение $\tau_{|\Delta|}/\tau_{\delta\phi}$ увеличивается, но пока $\tau_{|\Delta|}/\tau_{\delta\phi} < 1$ это приводит лишь к уменьшению напряжения при фиксированном токе (см. вставку на рисунке 1(а)) и уменьшению амплитуды осцилляций $|\Delta|$ в центре мостика (см. рисунок 2(а)). С дальнейшим увеличением τ_{in} последнее

обстоятельство приводит к увеличению V и появлению на зависимости $V(\tau_{in})$ минимума (см. вставку на рисунке 1(a)). Позиция минимума коррелирует с длиной мостика как $L^2 \sim 1/\tau_{in}$. При еще больших значениях τ_{in} отношение $\tau_{|\Delta|}/\tau_{\delta\phi} \gg 1$ (при $I \sim I_c$) и ВАХ становятся гистерезисными, а напряжение при фиксированном токе монотонно растет с ростом τ_{in} . Гистерезис связан с динамически подавленным $|\Delta|$ в центре мостика и модифицированным ток-фазовым соотношением в резистивном состоянии – см. рисунок 2(b). Используя критерий прекращения периодического во времени процесса проскальзывания фазы: $\tau_{|\Delta|} \sim \tau_{\delta\phi}(I_r)$, можно оценить ток возврата (retrapping current) $I_r \sim I_c(\xi_0/L)^2 \tau_0/\tau_{in}(1-T/T_c)^{3/2}$. Еще одним следствием конечного $\tau_{|\Delta|}$ является скачок напряжения $\delta V \sim 1/\tau_{|\Delta|}$ при $I=I_r$.

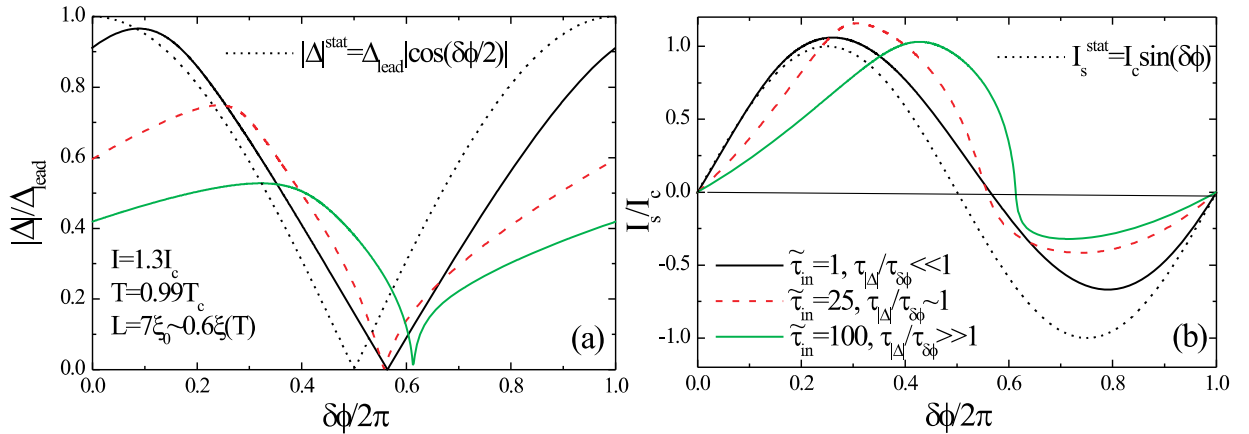


Рис. 2. Зависимость модуля параметра порядка (a) и сверхпроводящего тока (b) в центре короткого мостика (с параметрами, приведенными на Рис. 1(a)) от разности фаз через мостик при $I=1.3I_c$ и различных τ_{in} . Результаты получены из численного решения обобщенного нестационарного уравнения Гинзбурга-Ландау.

Для длинного мостика надо различать два случая: $L_E(T) > L$ и $L_E(T) < L$ (которые возникают из-за конечной глубины проникновения электрического поля L_E в сверхпроводник). Для параметров мостика, изображенного на рисунке 1(b) отношение $\tau_{|\Delta|}/\tau_{\delta\phi} > 1$ для всех рассмотренных τ_{in} (за исключением $\tau_{in} = \tau_{in}/\tau_0 = 1$) и ВАХ являются гистерезисными, а напряжение при фиксированном токе, монотонно растет с ростом τ_{in} .

В разделе 1.5 исследован процесс проскальзывания фазы и ВАХ сверхпроводящего мостика в режиме приложенного напряжения. На рисунке 3(a) приведены ВАХ мостиков различной длины (соединенных со сверхпроводящими берегами). Характерными особенностями ВАХ является S-образная форма и наличие ступенчатой структуры при малых напряжениях. При приложении напряжения V к мостику, в нем возникает электрическое поле $E=V/L$, которое ускоряет сверхпроводящие электроны. Когда их скорость превысит критическое значение v_c , в центре мостика возникает центр проскальзывания фазы. Каждое проскальзывание фазы уменьшает сверхскорость (на $\delta v \sim 2\pi v_c \xi(T)/L$) и ток в мостике (ситуация схожа со сверхпроводящим кольцом). Процесс проскальзывания фазы продолжается до тока $I > I_r$, а затем $|\Delta|$ монотонно растет, пока сверхскорость не достигнет v_c . При

малых напряжениях, с ростом V усредненный по времени ток увеличивается монотонно (количество ПФ при этом не меняется), а при увеличении количества ПФ он резко уменьшается, что и приводит к сложной ступенчатой структуре ВАХ при малых напряжениях (см. рисунки 3(a,b)). При повышении напряжения время между ‘блоками’ ПФ становится сравнимым со временем между последовательными ПФ в ‘блоке’ (на ВАХ это соответствует области напряжений между V_1 и V_2 на рисунке 3(a)). В этом диапазоне напряжений динамика сверхпроводящего параметра становится сложной, с отсутствием одного, четко определенного периода. При $V > V_2$ осцилляции параметра порядка становятся опять периодическими с периодом $\sim 1/V$.

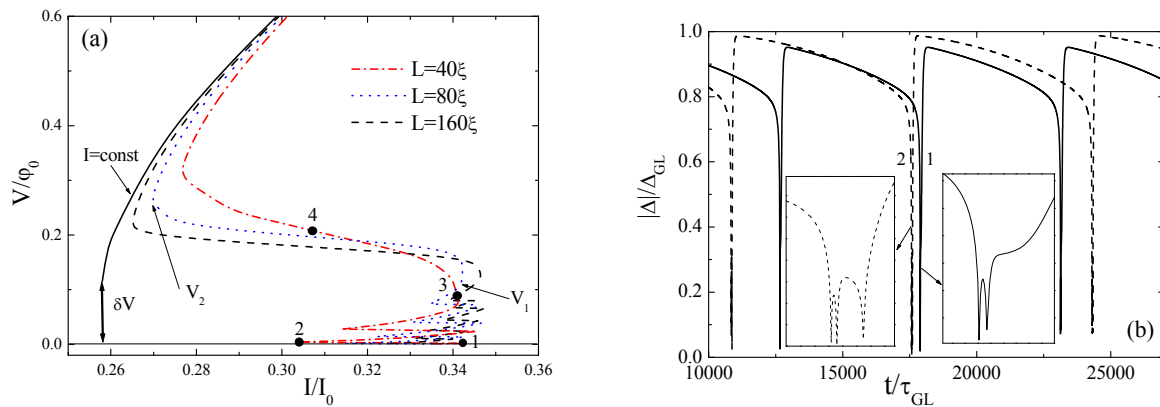


Рис. 3. (a) Характерные вольтамперные характеристики сверхпроводящих мостиков различной длины в режиме заданного напряжения (при расчете предполагалось малое влияние джоулева разогрева, что справедливо при $T \sim T_c$). Критический ток (ток распаривания) в используемых единицах равен $I = (4/27)^{1/2} I_0 \sim 0.385 I_0$. (b) Динамика сверхпроводящего параметра порядка в центре мостика при различных значениях приложенного напряжения, соответствующего точкам 1 и 2 на рисунке (a).

В разделе 1.6 изучено влияние внешнего электромагнитного излучения низкой частоты $\nu \ll 1/\tau_{in}$ и $\nu \ll \Delta/\hbar$ на процесс проскальзывания фазы в сверхпроводящем мостике. Влияние излучения учитывалось через появление в мостике переменного тока $I(t) = I^{dc} + I^{ac} \sin(2\pi\nu t)$. Наиболее интересным обнаруженным результатом является рост тока I_r^{dc} при малых амплитудах I^{ac} , а также наличие скачка в зависимости $I_r^{dc}(I^{ac})$ в некотором диапазоне частот. Численные расчеты показали, что скачок происходит при переходе со ступеньки Шапиро в состояние с нулевым средним напряжением. Эффект существует только при частотах близких к $\nu_c \sim 1/\delta V$, где δV - прыжок напряжения на ВАХ при $I = I_r$ в режиме постоянного тока (см. раздел 1.3).

В случае асимметричного сигнала типа $I(t) = I^{dc} + I_1^{ac} \sin(2\pi\nu t) + I_2^{ac} \sin(4\pi\nu t + \theta_0)$ в сверхпроводящем мостике возможно ненулевое среднее напряжение даже в отсутствии постоянной компоненты тока. Схожий эффект возникает в джозефсоновском контакте, как было экспериментально обнаружено в [40]. Также как и в случае джозефсоновского контакта, величина и знак среднего напряжения сильно зависит от сдвига фазы θ_0 . В джозефсоновском контакте, для существования подобного эффекта требовался гистерезис ВАХ в режиме

постоянного тока (обеспечивался наличием большой емкости джозефсоновского контакта). В случае сверхпроводящего мостика гистерезис ВАХ (при $T \rightarrow T_c$) возникает из-за конечного $\tau_{|\Delta|}$.

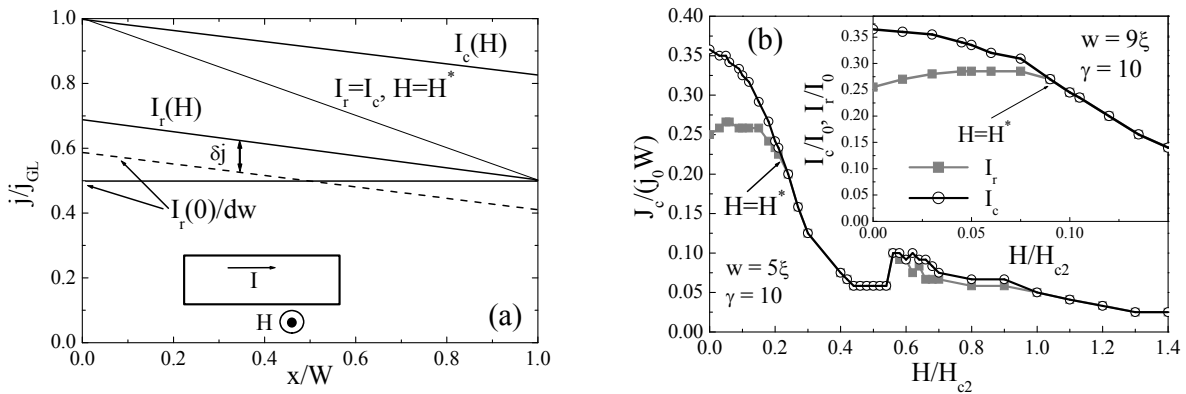


Рис. 4. (а) Схематичное распределение плотности тока в пленке с $w \gg \xi$. При токе $I = I_r(0)$ в ненулевом магнитном поле в части пленки плотность тока становится меньше $I_r(0)/(wd)$, и необходимо увеличить ток на δj , чтобы выполнить условие $j_{\min} \geq I_r(0)/(wd)$, при котором $\tau_{|\Delta|} > \tau_{\delta\phi}$ по всей ширине пленки. В поле $H = H^*$ ток $I_r = I_c$. (б) Численно найденные зависимости $I_c(H)$ и $I_r(H)$ для пленок различной ширины.

В разделе 1.7 исследовано влияние магнитного поля на критические токи (I_r и I_c) процесса проскальзывания фазы. В случае приложения магнитного поля ток в достаточно широком мостике ($\xi(T) \ll w \ll \Lambda = 2\lambda_L^2/d$) будет распределен неравномерно – см. рисунок 4(а). В результате, в слабых полях (меньших $H_s \sim \Phi_0/\xi w$) критический ток уменьшается, а ток возврата увеличивается с ростом H (см. рисунок 4(б)). Последний эффект можно понять следующим образом. При $H \neq 0$ и $I = I_r(0)$ в половине пленки плотность тока станет меньше, чем $I_r(0)/(wd)$ (см. пунктирную линию на рисунке 4(а)). Это означает, что в этой части пленки не будет выполнено условие $\tau_{|\Delta|} > \tau_{\delta\phi}$, и процесс проскальзывания фазы должен остановиться. Он может продолжаться, если минимальная плотность тока превысит $I_r(0)/(wd)$, что приводит к росту I_r в слабых полях (см. рисунок 4(б)), до тех пор, пока он не станет равным $I_c(H)$ и ВАХ станет безгистерезисной.

Ситуация будет отличной для пленок с шириной $w < \xi(T)$. В таких пленках (мостиках) $|\Delta|$ практически не зависит от поперечной координаты, и можно произвести усреднение по ширине сверхскорости, создаваемой как внешним полем, так и током. В модели Гинзбурга-Ландау эта процедура приводит к зависимости $I_c(H) = I_c(0)(1 - (H/H_c)^2)^{3/2}$ ($H_c = 3^{1/2}\Phi_0/\pi\xi w$ – критическое поле мостика). Надо заметить, что этот результат справедлив до второго критического поля H_{c2} , выше которого разрушается сверхпроводимость в берегах. В полях $H > H_{c2}$ нормальная компонента тока проникает в сверхпроводник на расстояние $\sim L_E$ от возникшей границы нормальный металл-сверхпроводник, и критический ток мостика с длиной $\sim 2L_E$ увеличивается (так как сверхпроводящая компонента будет меньше, чем полный ток, а только сверхпроводящий ток разрушает сверхпроводимость в рамках локального приближения). В таких мостиках при $H = H_{c2}$ также происходит резкое увеличение тока возврата I_r . Данный эффект

связан с эффективным уменьшением “сверхпроводящей” длины мостика, а согласно результатам раздела 1.4 $I_T \sim 1/L$ (когда $L \sim L_E$).

Существует еще один механизм, приводящий к росту I_T в магнитном поле, связанный с увеличением L_E в слабых полях [1]. Действительно, согласно результатам, представленным в разделе 1.4, $I_T \sim 1/L_E \tau_{|\Delta|}$ (для мостика с $L \gg L_E$). Однако этот механизм роста возможен только в относительно слабых полях $H \ll H_c$, так как в полях $H \sim H_c$ происходит сильное подавление параметра порядка, приводящее к росту $L_E \sim 1/|\Delta|^{1/2}$ и $\tau_{|\Delta|} \sim 1/(1-(H/H_c)^2)^{1/2}$.

Результаты первой главы опубликованы в работах [A1, A2, A4-A7, A10, A11, A13, A16].

В главе 2 рассмотрен вопрос о влиянии конечного $\tau_{|\Delta|}$ на динамику движущихся вихрей Абрикосова. Можно ожидать, что позади движущегося вихря образуется область с подавленным параметром порядка [15], что будет приводить к притяжению к этой области соседних вихрей и образованию движущихся вихревых цепочек, вместо движущейся треугольной решетки Абрикосова. Для количественного анализа данной задачи система уравнений, состоящая из обобщенного нестационарного уравнения Гинзбурга-Ландау и уравнения Максвелла для векторного потенциала решалась численно для толстой сверхпроводящей пленки (с толщиной $w \gg \lambda_L \gg \xi$), помещенной в параллельное магнитное поле. Данная модель позволяет рассмотреть двумерную ситуацию и решать уравнение на векторный потенциал только внутри сверхпроводника, считая внешнее магнитное поле и поле тока заданными на поверхности сверхпроводника. Кроме того, эта модель позволяет исследовать вопросы, связанные с неоднородным, по ширине сверхпроводника, распределением плотности тока и его влиянием на динамику вихрей Абрикосова в нулевом внешнем магнитном поле.

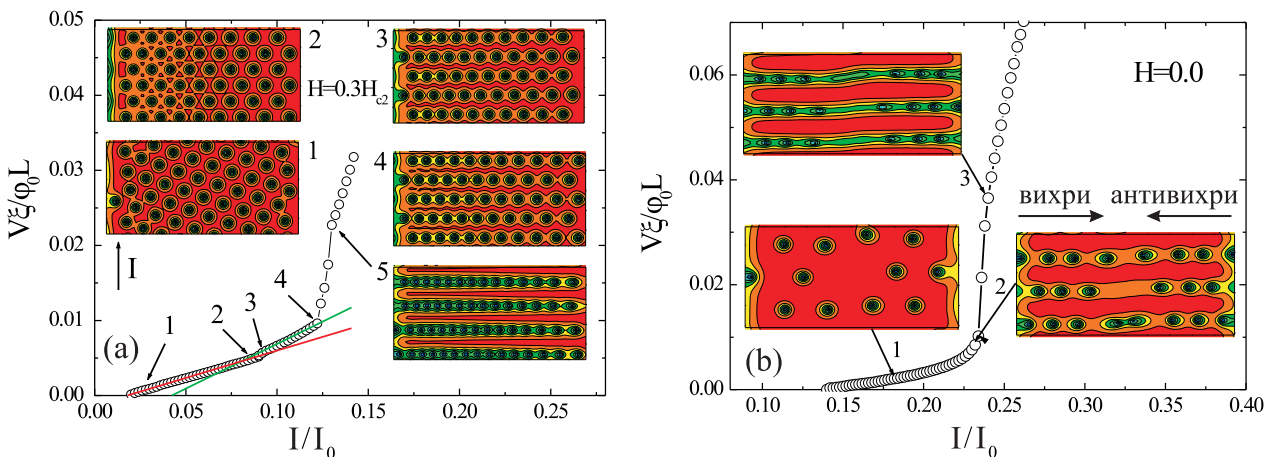


Рис. 5. (а) Вольтамперная характеристика сверхпроводящей пластины с $w=50\xi$ ($\lambda_L=5\xi$) и магнитном поле $H=0.3H_{c2}$, рассчитанная в режиме увеличения тока. На вставках изображено мгновенное распределение модуля параметра порядка при различных значениях приложенного тока. (б) Случай нулевого внешнего магнитного поля.

На рисунке 5(а) представлена ВАХ такого сверхпроводника в магнитном поле, много большем поля, созданного током. Движение вихрей начинается при некотором токе $I > I_c$, величина которого определяется наличием поверхности и

краевого барьера на вход/выход вихрей. Видно, что с увеличением тока происходит несколько последовательных трансформаций вихревой решетки, сопровождаемых изменением напряжения.

Переходы в вихревой структуре можно объяснить изменением формы движущихся вихрей и появлению позади них областей с подавленным параметром порядка. Наличие такой области способствует притяжению между вихрями и выстраиванию вихрей в цепочки. Однако такие перестройки становятся возможными только при достаточно большой скорости вихрей, чтобы параметр порядка не имел времени восстановиться до своего равновесного значения после прохода вихря. Оценку критической скорости можно получить из условия $v_c \sim a/\tau_{|\Delta|}$, где $a \sim (\Phi_0/H)^{1/2}$ - межвихревое расстояние и $\tau_{|\Delta|} \sim \tau_{in}/(1-T/T_c)^{1/2}$ время изменения параметра порядка. Согласно этой простой оценки, величина критической скорости уменьшается с ростом магнитного поля и увеличением τ_{in} , что качественно совпадает с численными результатами.

В случае достаточно больших магнитных полей была обнаружена ситуация, когда быстрые вихри соседствуют с медленно движущимися вихрями. Эффект возникает из-за уменьшения сверхпроводящей компоненты тока на расстоянии $\sim L_E$ от быстро движущейся цепочки вихрей, представляющую из себя некий аналог линии проскальзывания фазы. Это приводит к уменьшению силы Лоренца, действующей на соседние вихри, и замедлению их движения.

В нулевом магнитном поле вихри и antivихри создаются током, рождаются на краях сверхпроводника, проходят внутрь и аннигилируют в центре сверхпроводника (см. рисунок 6(b)). В этом случае также существует критическая скорость вихрей, выше которой медленное течение вихрей сменяется на быстрое, появляются квази-линии проскальзывания фазы и происходит резкий рост напряжения.

В рамках обобщенного временного уравнения Гинзбурга-Ландау были также вычислены ВАХ узких (c шириной $w < \Lambda$) и тонких сверхпроводящих пленок, помещенных в перпендикулярное магнитное поле. Полученные результаты оказались схожи с результатами выше рассмотренной модели: при определенном токе, зависящем от магнитного поля, происходил переход от медленного к быстрому движению вихрей. В слабых магнитных полях медленного движения вихрей не наблюдалось, что является следствием выбранной ширины пленки - при такой ширине ток распределен однородно по ширине и при $I > I_c$ сразу же появлялись квази-линии проскальзывания фазы и происходил скачок напряжения.

Результаты второй главы опубликованы в работах [A7, A14].

В главе 3 теоретически исследован резистивный отклик сверхпроводника типа холловского мостика (см. рисунок 6). В такой геометрии ток прикладывается в одной части мостика, а напряжение снимается в другой части, где транспортный ток практически равен нулю. Физически, отклик в такой системе возникает из-за взаимодействия вихрей – движение вихрей в одной части сверхпроводника приводит к их движению в удаленной части и ненулевому нелокальному напряжению V_{nloc} . Интерес к данной задаче был

инициирован экспериментами, выполненными на MoGe и NbGe холловских мостиках в работах [A8, A17, A18].

В разделе 3.1, в режиме слабого тока расчет проводился на основе нестационарного уравнения Гинзбурга-Ландау, так как в этом случае эффекты, связанные с конечным $\tau_{|\Delta|}$, не играют большой роли и определяющим фактором является изменение вихревой структуры в мостике, соединяющем токовый и вольтовый контакты. Была обнаружена немонотонная зависимость нелокального сигнала от приложенного магнитного поля (также обнаруженная в эксперименте [A8]), которая объяснялась наличием различных структур вихревой решетки (соответствующих различным полям), либо благоприятствующих, либо затрудняющих движение вихрей в соединяющем мостике.

Другим интересным результатом оказалось наличие асимметрии нелокального напряжения относительно направления течения тока (в режиме переменного тока это будет приводить к наличию диодного эффекта). Расчет показал, что практически при всех магнитных полях вихрям легче двигаться от вольтового контакта, чем в его сторону. При этом вихри входят и выходят через углы в месте пересечения вольтового контакта и соединяющего мостика.

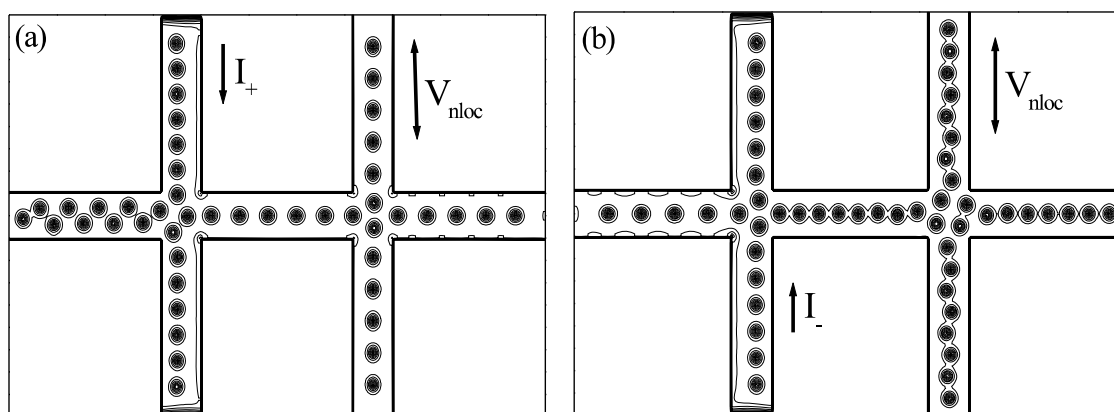


Рис. 6. Распределение вихрей в сверхпроводящем холловском мостике при двух направлениях приложенного тока меньшего I_c . В случае (a) приложенный ток понижает концентрацию вихрей в соединяющем мостике, тогда как в случае (b) возникает их повышенная концентрация.

В разделе 3.2 исследовался случай больших токов, когда становились важными неравновесные эффекты. В эксперименте на NbGe мостике было обнаружено, что при достаточно больших значениях тока знак нелокального напряжения переставал зависеть от направления тока. Причем при низких температурах V_{nloc} был отрицательным, а при температурах близких к T_c - положительным.

Анализ результатов эксперимента показал, что при низких температурах и достаточно больших токах происходил разогрев токового контакта. В результате в соединяющем мостике возникал градиент температуры, под действием которого происходило движение вихрей от токового мостика (ранее похожий эффект был обнаружен в локальной геометрии на оловянных мостиках с контролируемым градиентом температуры [42]). Оценка (в рамках известной теории по термоэлектрическим эффектам в сверхпроводниках [42]) силы,

действующей на вихри со стороны градиента температуры, и силы вязкого трения позволила оценить скорость вихрей и величину $V_{\text{плос}}$, которая оказалась близкой к экспериментальному значению.

При $T \sim T_c$ джоулев разогрев ослаблен и неравновесные эффекты связаны с локальным охлаждением квазичастиц в коре движущегося вихря. В рамках подхода Ларкина-Овчинникова [2] была рассчитана неравновесная функция распределения квазичастиц в коре вихря и за его пределами, что позволило вычислить изменение сверхпроводящего тока в вихре. Дальнейший анализ основывался на аналогичном (качественно) усилении сверхпроводящего тока в вихре при понижении температуры, что приводит к увеличению (по абсолютной величине) намагниченности M (при фиксированном магнитном поле). Оценка усиления намагниченности была сделана из сравнения магнитных моментов покоящегося и движущихся вихрей (а точнее вихревой ячейки в модели Вигнера-Зейтца - аналогичный расчет был сделан для изменения M с температурой и показал хорошее количественное согласие с известной зависимостью $M(H, T)$ вблизи H_{c2} и $T \sim T_c$). Основанный на этом результате расчет величины нелокального напряжения оказался в хорошем количественном согласии с экспериментом.

Результаты главы опубликованы в работах [A8, A9, A17, A18].

В главе 4 изучены различные стационарные состояния в системе нормальный металл – сверхпроводящий мостик – нормальный металл (N-S-N) в режиме приложенного напряжения при температурах близких к T_c (в так называемом *нелокальном* пределе, когда $L_{\text{in}} > \xi(T)$).

В разделе 4.1 выполнен расчет вольтамперных характеристик и найдено распределение Δ в одномерном сверхпроводящем мостике, соединенным с массивными нормальными берегами. Новым результатом является обнаружение асимметричных состояний, характеризуемых асимметричным относительно центра мостика распределением $\Delta(x)$. Асимметричные состояния существуют только при напряжениях больших, чем некоторое критическое значение V_0 . Было обнаружено, что такие состояния могут существовать до больших значений приложенного напряжения, чем симметричные состояния, когда длина мостика $L \sim L_{\text{in}}$. Для длинных мостиков с $L \gg L_{\text{in}}$ область существования асимметричного состояния невелика (по сравнению с областью существования симметричного состояния). Когда $L_{\text{in}} < \xi(T)$ (локальный предел), то асимметричные и симметричные состояния обладают схожими свойствами (ВАХ практически совпадают), так как в этом предельном случае неравновесная $f(\epsilon)$ оказывает слабое влияние на сверхпроводящие свойства, и основной распаривающий эффект возникает от транспортного тока.

В разделе 4.2 исследовано влияние магнитного поля на критический ток сверхпроводящего кольца, соединенного узкими сверхпроводящими проводами с более широкими контактами. В эксперименте, выполненном в университете г. Левена (Бельгия) [A15], в магнитном поле $H = H_a^*(T)$ было обнаружено резкое уменьшение I_c (при достаточно низких температурах), меняющееся на резкое увеличение I_c при $T \sim T_c$. Такое изменение можно объяснить переходом широких

сверхпроводящих контактов в нормальное состояние при $H > H_a^*$. Само кольцо и сверхпроводящие провода в нормальное состояние не переходили, так как их критическое поле $\sim \Phi_0/\xi w$ было много больше, чем H_a^* . Толщина токовых проводов и толщина кольца в эксперименте была одинакова, поэтому критический ток системы был близок к току распаривания в узких проводах при $H < H_a^*(T)$.

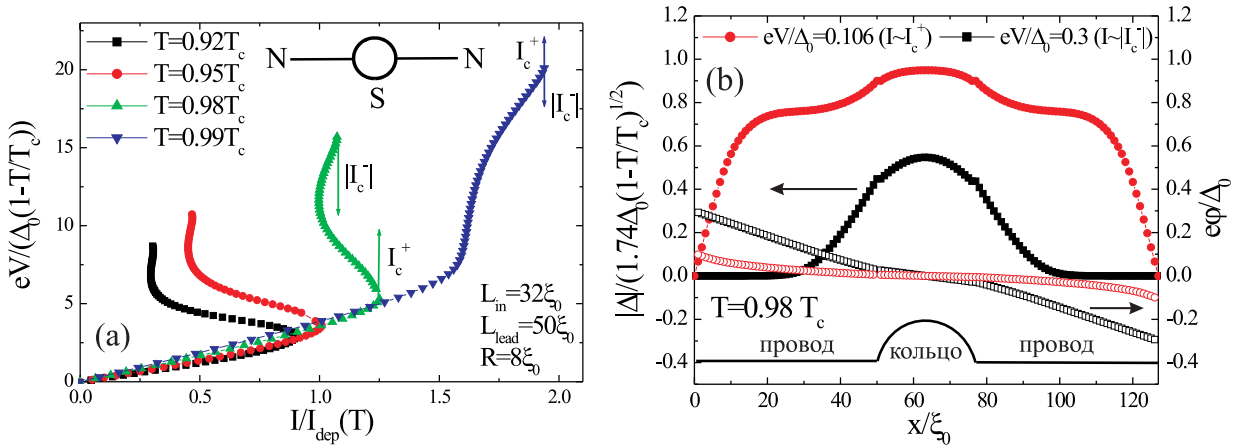


Рис. 7. (a) Вольтамперные характеристики модельной системы, показанной на вставке. Кривые заканчиваются в точках, где происходит резкий переход в нормальное состояние, с $|\Delta|=0$ по всей системе. (b) Распределение параметра порядка и электростатического потенциала вдоль модельной системы для двух значений напряжения. В обоих случаях, сверхпроводящие вольтовые контакты, расположенные возле кольца, будут измерять нулевое падение напряжения на кольце, хотя разность электрических потенциалов не равна нулю.

В полях $H > H_a^*$ широкие контакты переходили в нормальное состояние и становились важными неравновесные эффекты, обсуждаемые в работе [17] и разделе 4.1. Для модельной геометрии, изображенной на вставке к рисунку 7(a) были рассчитаны вольтамперные характеристики (см. рисунок 7(a)). Важно, что в эксперименте для измерения падения на кольце использовались сверхпроводящие контакты, которые измеряли разность электрохимических потенциалов $\delta\mu$, а не разность электрических потенциалов V . В отсутствие центров проскальзывания фазы в кольце и при наличии конечного сверхпроводящего параметра порядка $\delta\mu=0$, хотя $V \neq 0$. На рисунке 7(a) все точки на ВАХ соответствует этой ситуации. Поэтому переход в нормальное состояние в эксперименте был виден при токе I_c^+ , а обратно - при токе I_c^- .

Из рисунка 7(a) видно, что можно различить два интервала температур: достаточно высокие температуры, где $|I_c^+|=|I_c^-|$ и низкие температуры, где $|I_c^+| > |I_c^-|$ (в последнем случае на ВАХ появляется гистерезис в режиме приложенного тока). При достаточно высоких температурах основной эффект от наличия N-S границы приводит к проникновению нормальной компоненты тока в кольцо, и вследствие этого критический ток увеличивается (см. раздел 1.7). При достаточно низких температурах большая часть нормального тока конвертируются вблизи N-S границы через “андреевский” канал (за счет андреевского отражения), и данный эффект становится намного слабее. Одновременно, при низких температурах становятся важны эффекты, связанные

с неравновесной $f(\epsilon)$, что приводит к дополнительному подавлению $|\Delta|$ в кольце. Это объясняет основные результаты эксперимента: 1) осцилляции и увеличение обоих критических токов I_c^\pm (в полях $H > H_a^*$) и отсутствие гистерезиса при $T=0.982 T_c$; 2) резкое подавление I_c^\pm , наличие гистерезиса и осцилляций I_c^- (в полях $H > H_a^*$) при $T=0.962 T_c$.

Результаты четвертой главы опубликованы в работах [A12, A15].

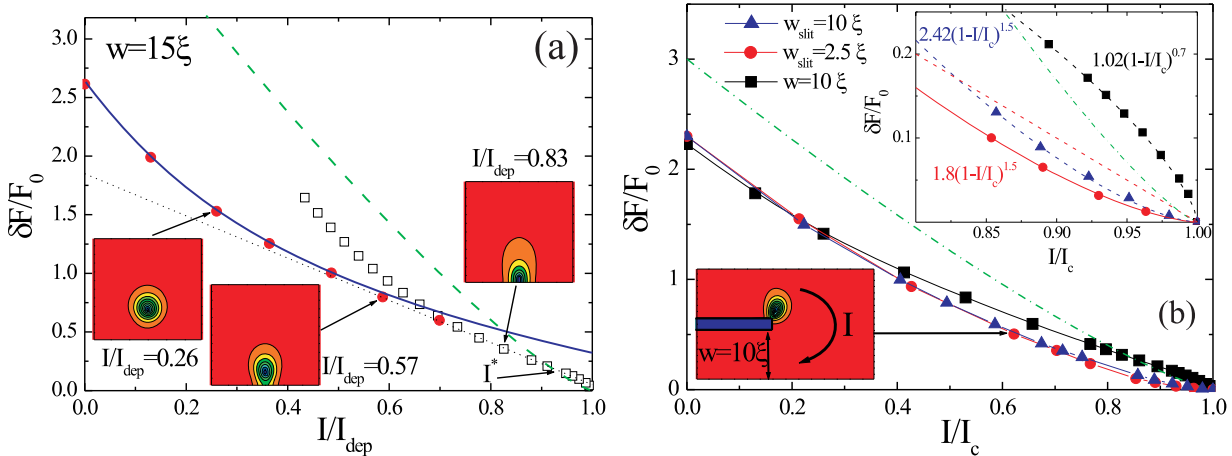


Рис. 8. (а) Энергия седловых состояний трех типов: ЛА (пунктирная линия), вихревое (кружки и далеко расположенные квадраты) и двухмерные безвихревые зародыши (близко расположенные квадраты при токах близких к току распаривания) в пленке с шириной $w=15\xi$. Сплошная кривая - $\delta F(I)$ для седлового состояния с вихрем, полученное в модели Лондонов. (б) Энергия седловых состояний (вихревых и двухмерных безвихревых зародышей) для пленки со 180° изгибом и различной шириной промежутка $w_{\text{slit}}=2.5\xi$ (кружки) и $w_{\text{slit}}=10\xi$ (треугольники). Квадраты соответствуют прямой пленке с $w=10\xi$. На правой вставке представлена увеличенная часть графика при $I \sim I_c$, (линии - аппроксимация численных результатов). Штрих-пунктирная линия соответствует энергии состояния ЛА для прямой пленки с $w=10\xi$.

В главе 5 диссертации решены две задачи, посвященные возможности флуктуационного переключения узких сверхпроводящих пленок из сверхпроводящего состояния в резистивное при $I < I_c$, а также их конечному сопротивлению ниже температуры сверхпроводящего перехода, когда $I \ll I_c$.

В разделе 5.1 в рамках модели Гинзбурга-Ландау (ГЛ) найдены седловые состояния узких сверхпроводящих пленок с током, близким к току распаривания. Данный результат является обобщением хорошо известного результата Лангера и Амбегаокара (ЛА) [20] на двумерный случай. При одном значении тока в узкой пленке можно отличить три различных типа седловых состояний: (1) состояние с одиночным вихрем, (2) состояние с вихрем и антивихрем, (3) состояние ЛА, обобщенное на двумерный случай. Если выбрать одно из таких состояний как начальное, то временная эволюция параметра порядка неизбежно приведет к проскальзыванию фазы (одной из реализаций является проход вихря поперек пленки) и к конечному сопротивлению R , которое будет пропорционально $\sim \exp(-\delta F/k_B T)$, где δF - разница между энергией седлового и основного состояний.

На рисунке 8(a) представлена рассчитанная зависимость $\delta F(I)$ (нормированная в единицах $F_0 = \Phi_0^2 d / 16\pi^2 \lambda_L^2$) для различных седловых состояний сверхпроводящей пленки с $w = 15\xi$. При токе $I \sim I_{\text{dep}}$ вихревое седловое состояние трансформируется в безвихревое седловое состояние (часто расположенные квадраты на рисунке 10(a)), для которого циркуляция фазы вдоль любого замкнутого контура в пленке равна нулю, и $|\Delta| > 0$ везде в пленке. Можно назвать это состояние двумерным зародышевым состоянием, чтобы отличать его от безвихревого одномерного состояния ЛА.

Результаты, полученные в модели ГЛ и модели Лондонов (сплошная кривая на рисунке 8(a)) для энергии вихревого состояния, находятся в хорошем согласии при $I < 0.6I_{\text{dep}}$. При больших токах вихрь расположен на расстоянии $\delta x < 2\xi$ от границы, и необходимо принимать в расчет деформацию кора вихря, что влечет за собой изменение его энергии ε . Это обстоятельство приводит к большому расхождению между Лондоновской моделью (с $\varepsilon = \text{const}$) и моделью ГЛ при $I > 0.6I_{\text{dep}}$. Более того, при $I \approx I_{\text{dep}}$ вихревое состояние трансформируется в двумерное зародышевое состояние, которое не может быть найдено в приближении Лондонов.

Был также исследован случай сверхпроводящей пленки с 180° изгибом - см. левую вставку на рисунке 8(b). Ток на рисунке 8(b) нормирован на критический ток образца, а не на I_{dep} , как на рисунке 8(a) ($I_c = 0.85I_{\text{dep}}$ для пленки с $w_{\text{slit}} = 2.5\xi$, $I_c = 0.91I_{\text{dep}}$ для пленки с $w_{\text{slit}} = 2.5\xi$ и $I_c = I_{\text{dep}}$ для пленки без изгиба). Важно подчеркнуть, что при $I \approx I_c$ энергия седловых состояний, взятая при одном и том же отношении I/I_c , значительно меньше в пленке с изгибом, чем в прямой пленке (см. правую вставку на рисунке 8(b)). Кроме того, чем сильнее происходит сгущение линий тока рядом с изгибом (которое проявляется в более низком значении I_c для меньшей ширины w_{slit}), тем меньше δF . Полученный результат можно объяснить частичным подавлением параметра порядка (на масштабах порядка ξ) в области с наибольшей концентрацией тока – вблизи изгиба. В результате, переход из основного состояния с уже локально подавленным $|\Delta|$, в седловое состояние требует меньше энергии.

В разделе 5.2 рассчитано конечное сопротивление узкой сверхпроводящей пленки в зависимости от магнитного поля при токе $I \rightarrow 0$. Для этой цели была найдена энергия вихревого и двумерного зародышевого состояний как функция магнитного поля (другие седловые состояния не рассматривались, так как их энергии значительно выше). Расчет показал, что в достаточно узких пленках δF немонотонно зависит от магнитного поля (см. рисунок 9(a)), что приводит к явлению отрицательного магнитосопротивления (см. рисунок 9(b)). Немонотонность наиболее ярко выражена в пленках с шириной $w \sim 3-8 \xi$, в которых существует одна цепочка вихрей в достаточно больших магнитных полях. В пленках с $w < \sim 2\xi$ эффект отсутствует из-за отсутствия вихрей, тогда как в пленках с $w > \sim 10\xi$ эффект количественно более слабо выражен. Физически, рост δF с увеличением магнитного поля связан с ростом силы притяжения, действующей на вихрь со стороны экранирующих токов. Однако с увеличением

магнитного поля расстояние между вихрями в цепочке становится меньше, чем ширина пленки, и существенную роль начинает играть межвихревое взаимодействие, которое компенсирует этот эффект. В результате, рост δF с полем прекращается и в больших полях δF монотонно убывает. В достаточно широких пленках с $w > \sim 10\xi$ межвихревое расстояние становится порядка ширины пленки уже в полях близких к первому критическому полю H_{c1} (при котором δF достигает минимального значения) и диапазон магнитных полей, где барьер немонотонно зависит от магнитного поля, становится очень узким.

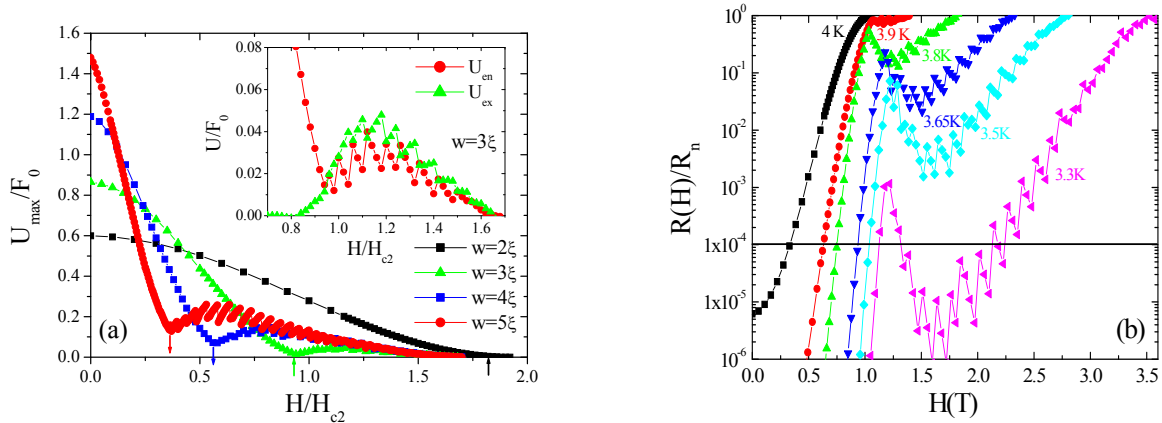


Рис. 9 (а) Зависимость максимального из барьеров для входа/выхода вихря от магнитного поля для пленок различной ширины. Стрелки указывают положение первого критического поля H_{c1} для пленок различной ширины. Длина всех пленок $L=40\xi$. На вставке показана зависимость барьера на вход (U_{en}) и выход (U_{ex}) вихря из пленки. (б) Магнитосопротивление сверхпроводящей пленки с параметрами эксперимента [25], вычисленное с помощью данных рисунка (а) и выражения $R(H)=R_n \exp(-U_{\max}(H)/k_B T)$. Горизонтальная прямая показывает минимальное сопротивление, измеренное в [25].

В разделе 5.2 был также выполнен расчет зависимости I_c узких пленок от магнитного поля. Так же как и в случае магнитосопротивления, зависимость $I_c(H)$ является немонотонной с локальным минимумом при некотором поле $H=H^*$. Положение минимума не совпадает с минимумом в зависимости $U_{\max}(H)$ (который находится при поле H_{c1}), и для широких пленок с $w \gg \xi$ он приближается к полю $H_s/2$ (H_s – поле перегрева мейсснеровского состояния). Немонотонность $I_c(H)$ заметна не только в пленках с шириной порядка несколько ξ , но и в относительно широких пленках с шириной порядка нескольких сотен ξ , но меньшей Λ , что было подтверждено в эксперименте с NbN, TaN и Nb пленками [A23].

Результаты пятой главы опубликованы в работах [A20, A22, A23].

В заключительной 6 главе рассмотрен вопрос о критическом токе узкой сверхпроводящей пленки при наличии в ней конечной области с частично подавленным сверхпроводящим параметром порядка. Данная область может возникнуть из-за внутренних дефектов (локальной вариации критической температуры, длины свободного пробега) или может возникнуть после поглощения одиночного фотона с энергией много больше энергии

сверхпроводящей щели. В последнем случае предполагается, что поглощенный фотон создает большое количество неравновесных ('горячих') квазичастиц в ограниченной области сверхпроводника, которые локально давят сверхпроводимость (см. например [33,35-38,40]). В современной литературе такая область носит название 'горячего' пятна.

В разделе 6.1 сформулирована теоретическая модель. 'Горячее' пятно моделировалось кругом с радиусом R , внутри которого квазичастичная функция распределения $f(\epsilon)$ далека от своего равновесного значения $f^0(\epsilon)$. Влияние неравновесной $f(\epsilon)$ на величину сверхпроводящего параметра порядка учитывалось через введение в уравнении Гинзбурга-Ландау дополнительного слагаемого $\Phi_1 \Delta$, с потенциалом Φ_1 , зависящим от степени отклонения $f(\epsilon)$ от равновесия. Наличие этого члена приводит к локальному подавлению сверхпроводящего параметра порядка, когда $\Phi_1 < 0$ (что соответствует нагреву квазичастиц). В используемой модели $f(\epsilon)$ не рассчитывалась, а радиус пятна R и величина $\Phi_1(r) = \text{const}$ внутри пятна ($\Phi_1 = 0$ снаружи) рассматривались как феноменологические параметры модели. В отличие от предыдущих моделей 'горячего' пятна, было учтено условие непрерывности тока и выполнен самосогласованный расчет влияния тока на устойчивость сверхпроводящего состояния пленки с 'горячим' пятном.

В разделе 6.2 приведены результаты численного счета. Показано, что когда 'горячее' пятно находится в центре пленки, то при токе выше некоторого критического значения I_{pass} внутри пятна рождается пара вихрь-антивихрь (так как внутри пятна сверхскорость достигает максимального значения) и под действием тока они движутся к краям пленки и выходят из сверхпроводника. Данный процесс повторяется периодически во времени, и это приводит к появлению резистивного отклика. Для пятен достаточно большого радиуса ($R > 3\xi$) с сильно подавленной сверхпроводимостью внутри пятна (регулируется параметром Φ_1) вихрь и антивихрь появляются при меньшем токе $I_{\text{pair}} < I_{\text{pass}}$, однако они не могут выйти из 'горячего' пятна и остаются запиннингованы до тока $I > I_{\text{pass}}$.

В этом же разделе, в рамках модели Лондонов аналитически рассчитана величина тока I_{pass} . Для этой цели использовалось кусочно-однородное распределение $|\Delta|$ в пространстве, с $|\Delta| = \Delta_{\text{in}}$ внутри 'горячего' пятна и $|\Delta| = \Delta_{\text{out}} > \Delta_{\text{in}}$ - снаружи. Распределение плотности тока находилось из уравнения непрерывности $\text{div} j_s = 0$, приводящее к двумерному уравнению Лапласа $\Delta \phi = 0$. В результате простых расчетов (учитывая конечную ширину пленки по теории возмущений из условия сохранения полного тока) можно получить простое выражения для I_{pass}

$$\frac{I_{\text{pass}}}{I_{\text{dep}}} = \left(1 - \left(\frac{2R}{w} \right)^2 \frac{1 - \beta^2}{1 + \beta^2} \right) / \left(1 + \frac{R}{R + \xi} \frac{1 - \beta^2}{1 + \beta^2} \right), \quad (1)$$

где $\beta = \Delta_{\text{in}} / \Delta_{\text{out}}$. При выводе (1) предполагалось, что вихрь и антивихрь могут выйти из 'горячего' пятна, когда величина сверхскорости превысит критическое значение на краю пятна (при этом локальная плотность тока станет близкой к

j_{dep}). На рисунке 10(a) приведены результаты численного расчета I_{pass} с параметром $\alpha=(1-T/T_c-\Phi_1)/(1-T/T_c)=0$ и Ур. (1) с $\beta=0$ (при $\alpha=0$, $\Delta_{\text{in}}\approx 0$ внутри пятна). На том же рисунке показана зависимость $I_{\text{pass}}(R)/I_{\text{dep}}=1-2R/w$ (пунктирная прямая) для пленки с шириной $w=30\xi$, которая следует из простой модели с однородным распределением плотности тока около 'горячего' пятна [39].

В разделе 6.3 проводится сравнение полученных теоретических результатов с экспериментальными данными. В работе [A26] теоретически показывается, что максимальная эффективность детектирования однофотонного пленочного сверхпроводникового детектора достигается при некотором пороговом токе, соответствующем положению 'горячего' пятна в центре пленки (при поглощении фотона вдали от центра пленки, детектирование осуществляется при меньшем токе). Таким образом, полученные в разделе 6.2 результаты для величины критического тока I_{pass} пленки с 'горячим' пятном в центре, могут напрямую сравниваться с экспериментальной зависимостью порогового тока I_{thr} от энергии поглощенного фотона, найденной в недавних экспериментах [43, 44, A24].

На рисунке 10(b) приводится сравнение теоретических и экспериментальных результатов, где единственным подгоночным параметром является коэффициент пропорциональности η между энергией фотона и энергией δE , требуемой для разрушения сверхпроводимости в области 'горячего' пятна. Он имеет практически одно и то же значение, равное $1/10$, для всех TaN детекторов. Такое же сравнение с детектором на основе NbN мостика дало значение $\eta=0,17$. Данный результат указывает, что достаточно малая часть энергии фотона идет на разрушение сверхпроводимости, и большая часть энергии идет на нагрев квазичастиц.

Результаты главы опубликованы в работах [A21, A24, A25, A26].

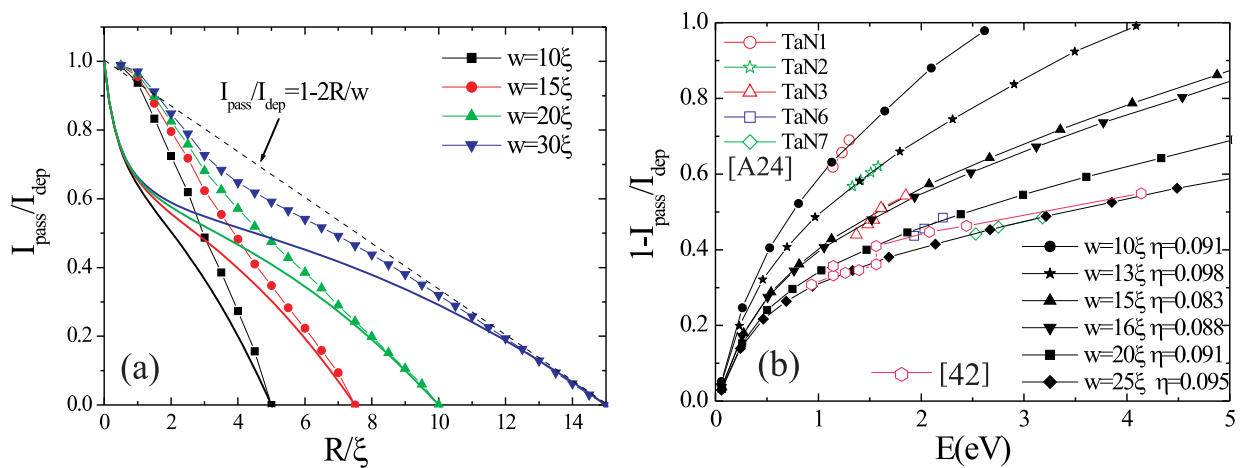


Рис. 10. (a) Критический ток выхода пары вихрь-антивихрь (I_{pass}) из 'горячего' пятна как функция радиуса 'горячего' пятна (с $\alpha=0$) для пленок различной ширины. Сплошные кривые соответствует уравнению (2) с $\beta=0$, символы – результат численного расчета в модели Гинзбурга-Ландау. (b) Зависимость порогового тока $I_{\text{thr}}=I_{\text{pass}}$ (при котором эффективность детектирования однофотонного тонкопленочного сверхпроводникового детектора перестает зависеть от тока) от энергии поглощенного фотона (сплошные символы – результаты численных вычислений). Экспериментальные результаты взяты из работ [42, A24] для детекторов, основанных на TaN меандрах.

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Показано, что изменение завихренности в узком сверхпроводящем кольце происходит лавинообразно за счет последовательных во времени, проскальзываний фазы сверхпроводящего параметра порядка в одном месте кольца. Вблизи критической температуры количество проскальзываний фазы увеличивается с увеличением времени изменения модуля параметра порядка $\tau_{|\Delta|}$. Для неоднородного кольца с радиусом R , меньшим длины когерентности ξ , возможны изменения завихренности, не приводящие к скачкообразным изменениям плотности тока и сверхпроводящего параметра порядка в кольце. Часть полученных теоретических результатов была подтверждена в экспериментах на однородных и неоднородных алюминиевых кольцах.

2. Вблизи критической температуры сверхпроводника, величина тока возврата I_r , при котором сверхпроводящий мостик переходит из резистивного состояния в сверхпроводящее и динамический процесс проскальзывания фазы прекращается, зависит от времени релаксации энергии квазичастиц за счет неупругого электрон-фононного взаимодействия, длины мостика, граничных условий на его концах, и может иметь немонотонную зависимость от внешнего магнитного поля. В режиме приложенного напряжения вольтамперная характеристика мостика конечной длины может быть S-образной, разные участки которой соответствуют качественно различной динамике сверхпроводящего параметра порядка, что является следствием существования конечного $\tau_{|\Delta|}$.

3. Впервые показано, что большое, вследствие неравновесных эффектов, время изменения модуля сверхпроводящего параметра порядка $\tau_{|\Delta|}$ приводит к перестройке движущейся решетки вихрей Абрикосова. Установлена возможность наличия нескольких последовательных трансформаций движущейся вихревой структуры при повышении тока, последняя из которых связана с появлением областей поперек пленки с динамически подавленным $|\Delta|$, вдоль которых быстро движутся сильно модифицированные вихри, имеющие свойства, сходные с джозефсоновскими вихрями. Также возможны режимы, когда в сверхпроводнике могут сосуществовать быстро и медленно движущиеся вихри.

4. Теоретически исследован нелокальный резистивный отклик в холловском сверхпроводящем мостике, возникающий из-за межвихревого отталкивания. Установлено, что из-за дискретности перестройки вихревой структуры с ростом магнитного поля нелокальный отклик является немонотонной функцией поля. Нелокальный отклик является несимметричным относительно направления течения тока, что объясняется разными условиями для входа/выхода вихрей через края сверхпроводника в удаленном контакте. При больших скоростях вихрей знак нелокального напряжения в холловском мостике перестает зависеть от знака транспортного тока и определяется доминирующим механизмом неравновесия, вызванного движением вихрей. При низких температурах он определяется джоулевым разогревом квазичастиц, тогда как вблизи критической температуры он обусловлен их 'охлаждением', возникающим из-за меняющегося

во времени модуля сверхпроводящего параметра порядка $|\Delta|$ вблизи движущегося вихря. Большая часть полученных результатов была экспериментально подтверждена в экспериментах на MoGe и NbGe холловских мостиках.

5. Исследовано влияние неравновесных эффектов, возникающих в режиме приложенного напряжения, на стационарные свойства системы нормальный металл - сверхпроводящий мостик - нормальный металл. Показано, что в мостике возможно наличие как симметричных, так и ассиметричных состояний, которые характеризуются симметричным и ассиметричным распределением параметра порядка относительно центра сверхпроводника. Ассиметричное состояние для мостика с длиной порядка длины неупругой релаксации неравновесных квазичастиц существует при больших значениях приложенного напряжения, чем симметричное состояние. Сравнение с экспериментом подтвердило наличие критического напряжения, выше которого сверхпроводимость полностью подавляется в таких мостиках. Данный эффект наблюдается только при достаточно низкой температуре; при $T \sim T_c$ разрушение сверхпроводимости происходит за счет распаривающего эффекта транспортного тока.

6. В рамках модели Гинзбурга-Ландау найдены различные седловые состояния узкой сверхпроводящей пленки с током, близким к току распаривания I_{dep} . Показано, что при $I \sim I_{dep}$ наименьшей энергией обладает состояние Лангера-Амбегаокара, описывающее однородное, по ширине пленки, состояние с локально подавленным $|\Delta|$. При токе $0,6 I_{dep} < I < \sim I_{dep}$ наименьшую энергию имеет состояние с частично подавленным $|\Delta|$ вблизи края пленки (вихревой зародыш). При токе $I < 0,6 I_{dep}$ наименьшей энергией обладает состояние с вихрем. Изгиб пленки приводит к локальному увеличению плотности тока в области изгиба и к сильному уменьшению энергии седлового состояния по сравнению с пленкой без изгиба.

7. Установлено, что для узких сверхпроводящих пленок с шириной $w \sim 3-8 \xi$ на зависимости критического тока от магнитного поля $I_c(H)$ возникает ярко выраженный пик в ненулевом поле, который остается заметным и в более широких пленках с $w > 100 \xi$, что было подтверждено в эксперименте. Наличие пика объясняется существованием краевого барьера на вход/выход вихрей и особенностями межвихревого взаимодействия в узких пленках. Конечное сопротивление подобных пленок (связанное с термоактивационным входом/выходом вихрей) при токах $I \ll I_c(H)$ также является немонотонной функцией H и имеет локальный максимум около первого критического поля H_{c1} . Данный эффект был обнаружен в ряде экспериментов, которые являлись мотивацией теоретического исследования.

8. В рамках модели Гинзбурга-Ландау показано, что резистивное состояние узкой сверхпроводящей пленки с локально подавленным сверхпроводящим параметром порядка в центральной части сверхпроводника возникает при токе выше некоторого критического I_{pass} , из-за рождения пар вихрь-антивихрь внутри этой области и их движения к краям пленки. Когда размер данной области

стремиться к нулю, величина критического тока приближается к току распаривания. Зависимость критического тока от энергии, требуемой для подавления сверхпроводимости внутри этой области, близка к зависимости порогового тока детектирования однофотонного тонкопленочного сверхпроводникового детектора от энергии падающего фотона, если полагать, что приблизительно только 10% энергии фотона идет на подавление сверхпроводимости. Полученный результат свидетельствует в пользу вихревого механизма детектирования одиночного фотона токнесущей сверхпроводящей пленкой.

Список публикаций автора по теме диссертации

- A1. Vodolazov, D.Y. Stationary phase slip state in quasi-one-dimensional rings / D.Y. Vodolazov, B. J. Baelus, F. M. Peeters // *Phys. Rev. B* – 2002. – Vol. 66. – N. 054531.
- A2. Vodolazov, D.Y. Dynamic transitions between metastable states in a superconducting ring / D.Y. Vodolazov, F. M. Peeters // *Phys. Rev. B* – 2002. – Vol. 66. – N. 054537.
- A3. Vodolazov, D.Y. Vortex entry conditions in type-II superconductors. Effect of surface defects / D.Y. Vodolazov, I. L. Maksimov, E. H. Brandt // *Physica C* – 2003. – Vol. 384. – P. 211-226.
- A4. Vodolazov, D.Y. Multiple flux jumps and irreversible \square behaviour of thin Al superconducting rings / D.Y. Vodolazov, F. M. Peeters, S. V. Dubonos, A. K. Geim // *Phys. Rev. B* – 2003. – Vol. 67. – N. 054506.
- A5. Vodolazov, D.Y. Current-voltage characteristics of quasi-one-dimensional superconductors: An S shaped curve in the constant voltage regime / D.Y. Vodolazov, F.M. Peeters, L. Piraux, S. Matefi-Tempfli, S. Michotte // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – Vol. 91. – N. 157001.
- A6. Michotte, S. Condition of the occurrence of phase slip centers in superconducting nanowires under applied current or voltage / S. Michotte, L. Piraux, S. Matefi-Tempfli, D.Y. Vodolazov, F.M. Peeters // *Phys. Rev. B* -2004. – Vol. 69. – N. 094512.
- A7. Vodolazov, D.Y. Dynamics of the superconducting condensate in the presence of a magnetic field. Channelling of vortices in superconducting strips at high currents / D.Y. Vodolazov, B.J. Baelus, F.M. Peeters // *Physica C* – 2004. – Vol. 404. – P. 400-403.
- A8. Grigorieva, I.V. Long-range nonlocal flow of vortices in narrow superconducting channels / I.V. Grigorieva, A. K. Geim, S.V. Dubonos, K. S. Novoselov, D.Y. Vodolazov, F.M. Peeters, P. H. Kes, M. Hesselberth // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – Vol. 92. – N. 23700.
- A9. Vodolazov, D.Y. Nonlocal response and surface-barrier-induced rectification in Hall-shaped mesoscopic superconductors / D. Y. Vodolazov, F. M. Peeters, I. V. Grigorieva, A. K. Geim // *Phys. Rev. B* – 2005. – Vol. 72. – N. 024537.
- A10. Vodolazov, D.Y. Critical currents of the phase slip process in the presence of electromagnetic radiation: Rectification for time asymmetric ac signal / D. Y.

- Vodolazov, A. Elmurodov, F. M. Peeters // *Phys. Rev. B* – 2005. – Vol. 72. – N. 134509.
- A11. Vodolazov, D.Y. Microscopic analysis of multiple flux jumps in thin Al superconducting loops / D. Y. Vodolazov, F. M. Peeters, T. T. Hongisto, K. Yu. Arutyunov // *Europhys. Lett.* – 2006. – Vol. 75. – P. 315-320 (2006).
- A12. Vodolazov, D.Y. Symmetric and asymmetric states in mesoscopic superconducting wire in voltage driven regime / D. Y. Vodolazov, F. M. Peeters // *Phys. Rev. B* -2007. – Vol. 75. - N. 104515.
- A13. Vodolazov, D.Y. Negative magnetoresistance and phase slip process in superconducting nanowires / D. Y. Vodolazov // *Phys. Rev. B* – 2007. – Vol. 75. – N. 184517.
- A14. Vodolazov, D.Y. Rearrangement of the vortex lattice due to instabilities of vortex flow / D. Y. Vodolazov, F. M. Peeters // *Phys. Rev. B* -2007. – Vol. 76. – N. 014521.
- A15. Vodolazov, D.Y. Enhancement and decrease of the critical current due to suppression of superconductivity by a magnetic field / D. Y. Vodolazov, D. S. Golubovic, F. M. Peeters, V. V. Moshchalkov // *Phys. Rev. B* – 2007. – Vol. 76. – N. 134505.
- A16. Kanda, A. Evidence for a different type of vortex that mediates a continuous fluxoid-state transition in a mesoscopic superconducting ring / A. Kanda, B. J. Baelus, D. Y. Vodolazov, J. Berger, R. Furugen, Y. Ootuka, F. M. Peeters // *Phys. Rev. B* – 2007. – Vol. 76. – N. 094519.
- A17. Otto, F. Reversal of Nonlocal Vortex Motion in the Regime of Strong Nonequilibrium / F. Otto, A. Bilusic, D. Babic, D. Yu. Vodolazov, C. Seurgers, Ch. Strunk // *Phys. Rev. Lett.* – 2010. – Vol. 104. – N. 027005.
- A18. Otto, F. Nonlocal versus local vortex dynamics in the transversal flux transformer effect / F. Otto, A. Bilusic, D. Babic, D. Yu. Vodolazov, Ch. Surgers, Ch. Strunk // *Phys. Rev. B* –2010. – Vol. 81. – N. 174521.
- A19. Vodolazov, D.Y. Origin of the hysteresis of the current-voltage characteristics of superconducting microbridges near the critical temperature / D. Y. Vodolazov, F. M. Peeters // *Phys. Rev. B* – 2011. – Vol. 84. – N. 094511.
- A20. Vodolazov, D.Yu. Saddle point states in two-dimensional superconducting film biased near the depairing current / D.Yu. Vodolazov // *Phys. Rev. B* – 2012. – Vol. 85. – N. 174507.
- A21. Zotova, A. N. Photon detection by current-carrying superconducting film: A time-dependent Ginzburg-Landau approach / A. N. Zotova, D. Y. Vodolazov // *Phys. Rev. B* – 2012. – Vol. 85. – N. 024509.
- A22. Vodolazov, D.Y. Vortex-induced negative magnetoresistance and peak effect in narrow superconducting films / D.Y. Vodolazov // *Phys. Rev. B* – 2013. – Vol. 88. – N. 014525.
- A23. I'lin, K. Critical current of Nb, NbN, and TaN thin-film bridges with and without geometrical nonuniformities in magnetic field / K. I'lin, D. Henrich, Y. Luck, Y. Liang, M. Siegel, D. Yu. Vodolazov // *Phys. Rev. B* – 2014. – Vol. 89. – N. 184511.

- A24. Lusche, R. Effect of the wire width on the intrinsic detection efficiency of superconducting nanowire single-photon detectors / R. Lusche, A. Semenov, K. Ilin, M. Siegel, Y. Korneeva, A. Trifonov, A. Korneev, G. Goltsman, D. Vodolazov, H.-W. Hubers // Journal of Applied Physics – 2014. – Vol. 116. – N. 043906.
- A25. Vodolazov, D.Y. Current dependence of the red boundary of superconducting single-photon detectors in the modified hot-spot model / D. Yu. Vodolazov // Phys. Rev. B – 2014. – Vol. 90. – N. 054515.
- A26. Zotova, A. N. Intrinsic detection efficiency of superconducting single photon detector in the modified hot spot model / A. N. Zotova, D. Y. Vodolazov // Supercond. Sci. Technol. - 2014. – Vol. 27. – N. 125001.

Список литературы

1. Schmid, A. Linearized kinetic equations and relaxation processes of a superconductors near T_c / A. Schmid, G. Schon // Journal of Low Temp. Phys. - 1975. - Vol. 20. - P. 207-227.
2. Ларкин, А.И. Нелинейные эффекты при движении вихрей в сверхпроводниках / А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников // ЖЭТФ - 1977. - Т. 73. - С. 299-312.
3. Watts-Tobin, R.J. Nonequilibrium Theory of Dirty, Current-Carrying Superconductors: Phase-Slip Oscillators in Narrow Filaments Near T_c / R.J. Watts-Tobin, Y. Krahenbuhl, L. Kramer // Journal of Low Temp. Phys. - 1981. - Vol. 42. - P. 459-501.
4. Горьков, Л.П. Движение вихрей и электросопротивление сверхпроводников второго рода в магнитном поле / Л.П. Горьков, Н.Б. Копнин // УФН - 1975. - Vol. 116. - P. 413-448.
5. Ивлев, Б.И. Теория токовых состояний в узких сверхпроводящих каналах / Б.И. Ивлев, Н.Б. Копнин // УФН - 1984. - Vol. 142 - P. 435-472.
6. Tidecks, R. Current-Induced Nonequilibrium Phenomena in Quasi-One-Dimensional Superconductors / R. Tidecks - Springer: Berlin, 1990. - 337 p.
7. Лихарев, К. К. Динамические свойства сверхпроводящих нитей конечной длины / К. К. Лихарев, Л.А. Якобсон // ЖЭТФ - 1975. - Т. 68. - С. 1150-1159.
8. Kramer, L. Theory of Dissipative Current-Carrying States in Superconducting Filaments / L. Kramer, R.J. Watts-Tobin // Phys. Rev. Lett. - 1978. - Vol. 40. - P. 1041-1044.
9. Ларкин, А.И. Нелинейная проводимость сверхпроводников в смешанном состоянии / А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников // ЖЭТФ - 1975. - Т. 68. - С. 1915-1927.
10. Klein, W. Nonlinearity in the flux-flow behavior of thin-film superconductors / W. Klein, R. P. Huebener, S. Gauss, J. Parisi // J. Low Temp. Phys. - 1985. - Vol. 61. - P. 413-432.
11. Мусиенко, Л. Е. О нелинейной проводимости тонких пленок в смешанном состоянии / Л. Е. Мусиенко, И.М. Дмитренко, В.Г. Волотская // Письма в ЖЭТФ - 1980. - Т. 31. - С. 603-606.

12. Samoilov, A.V. Electric-Field-Induced Electronic Instability in Amorphous Mo₃Si superconducting films / A.V. Samoilov, M. Konczykowski, N.C. Yeh, S. Berry, C.C. Tsuei // *Phys. Rev. Lett.* - 1995. - Vol. 75. - P. 4118-4121.
13. Doettinger, S.G. Electronic Instability at High Flux-Flow Velocities in High-T_c Superconducting Films / S.G. Doettinger, R.P. Huebener, R. Gerdemann, A. Khule, S. Anders, T.G. Trauble, J.C. Villegier // *Phys. Rev. Lett.* - 1994. - Vol. 73. - P. 1691-1694.
14. Глазман, Л. И. Индуцированное вихрями поперечное напряжение в пленке / Л. И. Глазман // *ФНТ* - 1986. - Т. 12. - С. 688-694.
15. Giaever, I. Magnetic Coupling Between Two Adjacent Type-II Superconductors / I. Giaever // *Phys. Rev. Lett.* - 1965. - Vol. 15. - P. 825-827.
16. Keizer, R. S. Critical Voltage of a Mesoscopic Superconductor / R. S. Keizer, M. G. Flokstra, J. Aarts, T. M. Klapwijk // *Phys. Rev. Lett.* - 2006. - Vol. 96. - N. 147002.
17. Baselmans, J. J. A. Reversing the direction of the supercurrent in a controllable Josephson junction / J. J. A. Baselmans, A. F. Morpurgo, B. J. van Wees, T. M. Klapwijk // *Nature* - 1999. - Vol. 397. - P. 43-45.
18. Snyman, I. Bistability in voltage-biased normal-metal/insulator/superconductor /insulator/normal-metal structures / I. Snyman, Yu. V. Nazarov // *Phys. Rev. B* - 2009. - Vol. 79. - N. 014510.
19. Langer, J. S. Intrinsic Resistive Transition in Narrow Superconducting Channels / J. S. Langer, V. Ambegaokar // *Phys. Rev.* - 1967. - Vol. 164. - P. 498-510.
20. Li, P. Switching Currents Limited by Single Phase Slips in One-Dimensional Superconducting Al Nanowires / P. Li, Ph. M. Wu, Yu. Bomze, I. V. Borzenets, G. Finkelstein, A. M. Chang // *Phys. Rev. Lett.* - 2011. - Vol. 107. - N. 137004.
21. Bartolf, H. Current-assisted thermally activated flux liberation in ultrathin nanopatterned NbN superconducting meander structures / H. Bartolf, A. Engel, A. Schilling, H.-W. Hubers, A. Semenov / *Phys. Rev. B* - 2010. - Vol. 81. - N. 024502.
22. Gurevich, A. Comment on 'Vortex-assisted photon counts and their magnetic field dependence in single-photon superconducting detectors / A. Gurevich, V. M. Vinokur // *Phys. Rev. B* - 2012. - Vol. 86. - N. 026501.
23. Qiu, C. Numerical study of the phase slip in two-dimensional superconducting strips / C. Qiu, T. Qian // *Phys. Rev. B* - 2008. - Vol. 77. - N. 174517.
24. Parks, R. D. Evidence for Quantized Vortices in a Superconducting Strip / R. D. Parks, J. M. Mochel // *Phys. Rev. Lett.* - 1963. - Vol. 11. - P. 354-358.
25. Cordoba, R. Magnetic field-induced dissipation-free state in superconducting nanostructures / R. Cordoba, T.I. Baturina, J.Sese, A.Yu Mironov, J.M. De Teresa, M.R. Ibarra, D.A. Nasimov, A.K. Gutakovskii, A.V. Latyshev, I. Guillamon, H. Suderow, S. Vieira, M.R. Baklanov, J.J. Palacios, V.M. Vinokur // *Nature Communications* - 2013. - Vol. 4. - P. 1437-1440.
26. Ичкитидзе, Л.П. Пик-эффект в сверхпроводящих пленках в параллельном магнитном поле / Л.П. Ичкитидзе, В.И. Скобелкин // *ФТТ* - 1981. - Т. 7. - С.117-120.
27. Шмидт, В.В. О критическом токе в сверхпроводящих пленках / В.В. Шмидт // *ЖЭТФ* - 1969. - Т. 57. - С. 2095-2106.

28. Mawatari, Y. Critical current density in thin films due to the surface barrier / Y. Mawatari, K. Yamafuji // *Physica C* - 1994. - Vol. 228. - P. 336-350.
29. Carneiro, G. Equilibrium vortex-line configurations and critical currents in thin films under a parallel field / G. Carneiro // *Phys. Rev. B* - 1998. - Vol. 57. - P. 6077-6083.
30. Stejic, G. Effect of geometry on the critical currents of thin films / G. Stejic, A. Gurevich, E. Kadyrov, D. Christen, R. Joynt, D.C. Larbalestier // *Phys. Rev. B* - 1994. - Vol. 49. - P. 1274-1288.
31. Максимова, Г. М. Смешанное состояние и критический ток в узких сверхпроводящих пленках / Г. М. Максимова // *ФТТ* - 1998. - Т. 40. - С. 1773-1777.
32. Semenov, A. D. Quantum detection by current carrying superconducting film / A. D. Semenov, G. N. Gol'tsman, A. A. Korneev // *Physica C* - 2001. - Vol. 351. - P. 349-356.
33. Natarajan, C. M. Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications / C. M. Natarajan, M. G. Tanner, R. H. Hadfield // *Supercond. Sci. Technol.* - 2012. - Vol. 25. - N. 063001.
34. Semenov, A. Spectral cut-off in the efficiency of the resistive state formation caused by absorption of a single-photon in current-carrying superconducting nanostrips / A. Semenov, A. Engel, H.-W. Hubers, K. Il'in, M. Siegel // *Eur. Phys. J. B* - 2005. - Vol. 47. - P. 495-501.
35. Bulaevskii, L. N. Vortex-assisted photon counts and their magnetic field dependence in single-photon superconducting detectors / L. N. Bulaevskii, M. J. Graf, V. G. Kogan // *Phys. Rev. B* - 2012. - Vol. 85 - N. 014505.
36. Engel, A. Numerical analysis of detection-mechanism models of superconducting nanowire single-photon detector / A. Engel, A. Schilling // *J. Appl. Phys.* - 2013. - Vol. 114. - N. 214501.
37. Eftekharian, A. Plasmonic superconducting nanowire single photon detector / A. Eftekharian, H. Atikian, A. H. Majedi // *Opt. Express* - 2013. - Vol. 21. - P. 3043-3054.
38. Semenov, A. D. Vortex-based single-photon response in nanostructured superconducting detectors / A. D. Semenov, P. Haas, H.-W. Hubers, K. Il'in, M. Siegel, A. Kirste, T. Schurig, A. Engel // *Physica C* - 2008. - Vol. 468. - P. 627-630.
39. Maingault, L. Spectral dependency of superconducting single photon detectors / L. Maingault, M. Tarkhov, I. Florya, A. Semenov, R. Espiau de Lamaestre, P. Cavalier, G. Gol'tsman, J.-P. Poizat, J.-C. Villegier // *J. Appl. Phys.* - 2010. - Vol. 107. - N. 116103.
40. Ustinov, A. V. Ratchetlike Dynamics of Fluxons in Annular Josephson Junctions Driven by Biharmonic Microwave Fields / A. V. Ustinov, C. Coqui, A. Kemp, Y. Zolotaryuk, M. Salerno // *Phys. Rev. Lett.* - 2004. - Vol. 93. - N. 087001.
41. Huebener, R. P. *Magnetic Flux Structures in Superconductors* / R. P. Huebener, Springer, New York, 2001.
42. Engel A. Tantalum nitride superconducting single-photon detectors with low cut-off energy / A. Engel, A. Aeschbacher, K. Inderbitzin, A. Schilling, K. Il'in, M.

Hofherr, M. Siegel, A. Semenov, and H.-W. Hubers // Appl. Phys. Lett. - 2012. - Vol. 100. - N. 062601.

43. Renema, J. J. Universal response curve for nanowire superconducting single-photon detectors / J. J. Renema, G. Frucci, Z. Zhou, F. Mattioli, A. Gaggero, R. Leoni, M. J. A. de Dood, A. Fiore, M. P. van Exter // Phys. Rev. B - 2013. Vol. 87. - N. 174526.

Водолазов Денис Юрьевич

**РЕЗИСТИВНОЕ СОСТОЯНИЕ И НЕРАВНОВЕСНЫЕ ЭФФЕКТЫ В
УЗКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ**

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Подписано к печати 05.03.2015 г.

Тираж 100 экз.

Отпечатано на ризографе Федерального государственного бюджетного
учреждения науки Институт физики микроструктур
Российской академии наук
607680, Нижегородская область, Кстовский район, д. Афонино,
ул. Академическая, д. 7