

На правах рукописи

Самохвалов Алексей Владимирович

Неоднородные состояния и интерференционные явления в гибридных сверхпроводящих системах

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

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

Научный консультант: **Мельников Александр Сергеевич**,
доктор физико-математических наук,
заведующий лабораторией,
Институт физики микроструктур РАН

Официальные оппоненты: **Арсеев Петр Иварович**,
доктор физико-математических наук,
член-корреспондент РАН,
заведующий сектором
,
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Рязанов Валерий Владимирович,
доктор физико-математических наук,
профессор, заведующий лабораторией,
Институт физики твердого тела РАН

Тагиров Ленар Рафгатович,
доктор физико-математических наук,
профессор, заведующий кафедрой,
Казанский федеральный университет

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского

Защита состоится «_____» _____ 2015 г. в _____ 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. Афонино, ул. Академическая, д. 7).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института 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

Разработки последних лет в области сверхпроводящих метаматериалов, пассивных и активных элементов сверхпроводящей электроники, функционирующих на основе эффекта Джозефсона, спин-поляризованного транспорта носителей и управляемого эффекта близости, стимулируют рост активности в изготовлении и изучении различных сверхпроводящих гибридных структур на основе соединения сверхпроводника (S) с нормальным (немагнитным) металлом (N) [1–3], ферромагнетиком (F) [4, 5] или с более экзотическими материалами, такими как графен и топологические изоляторы [6–8]. Помимо важности этих работ для создания устройств с уникальными магнитными и транспортными свойствами, потенциально перспективных для создания нового поколения энергоэкономичных устройств и метаматериалов, подобные системы оказались еще и крайне интересны с точки зрения фундаментальных исследований: физика сверхпроводящих гибридных систем оказалась весьма многообразной и богатой на красивые, часто неожиданные, эффекты.

Степень разработанности темы исследования

Успехи современной технологии приводят к постоянному расширению класса гибридных SF структур с эффектом близости, проявлением которого является затухание и знакопеременные пространственные осцилляции волновой функции куперовских пар в F-металле на масштабе ξ_f , зависящем от энергии обменного поля в ферромагнетике E_{ex} [9]. Для типичных значений $E_{ex} \sim 100$ мэВ характерный масштаб ξ_f не превышает нескольких нанометров даже для слабых ферромагнитных растворов типа CuNi [10], что противоречит многочисленным экспериментальным наблюдениям аномально большой длины затухания сверхпроводящих корреляций в F-металле [11]. Эффект дальнего действия в гибридных SF структурах обычно связывают с распространением в ферромагнетике триплетных сверхпроводящих корреляций с суммарной проекцией спина ± 1 , которые не разрушаются обменным полем и возникают при рассеянии образующихся в сверхпроводнике синглетных куперовских пар на пространственных неоднородностях обменного поля [5]. Подобный механизм конверсии синглетных куперовских пар в триплетные в ряде случаев противоречит условиям экспериментов [11], поэтому однозначное объяснение эффекта дальнего действия в гибридных SF структурах пока отсутствует.

С осцилляциями парной волновой функции в ферромагнетике связана и возможность формирования в гибридных SF структурах неоднородного π -состояния, при котором устанавливается нетривиальная разность фаз π между сверхпроводящими параметрами порядка соседних S слоев [4, 12]. До последнего времени в качестве объектов для изучения эффекта π -сверхпроводимости рассматривались слоистые FS гибриды с планарной геометрией, которая позволяет сравнительно легко контролировать толщину F прослойки. Дополнительные возможности конкуренции орбитального и обменного механизмов подавления сверхпроводимости

возникают в гибридных FS системах с неодносвязной (многосвязной) геометрией, где возможны неоднородные состояния с ненулевым орбитальным моментом L и спонтанное возбуждение вихревого сверхтока, подобно сверхпроводящему контуру с π -контактами [13, 14]. Композитные среды на основе гибридных многосвязных FS структур с эффектом близости обладают сильной нелинейностью и перестраиваемостью, что делает подобные системы перспективными для создания на их основе сверхпроводящих метаматериалов [15], использующих эффект Джозефсона.

Первостепенное значение для создания джозефсоновских устройств имеет проблема управления состоянием и критическим током контакта [3], что достигается, в том числе, модуляцией джозефсоновской разности фаз в области перехода. Новыми и перспективными источниками сильной фазовой неоднородности являются ферромагнитные частицы, формирующие неоднородное магнитное поле или создающие в электродах контакта вихри Абрикосова [A1]. Современные методы электронной литографии позволяют формировать решетки субмикронных магнитных частиц с характерным периодом от 10 до 1000 нм, а методы магнито-силовой микроскопии обеспечивают возможность прецизионного управления полем микромагнитов путем перемагничивания (размагничивания) как отдельных частиц, так и всего массива в целом [16].

Физика неоднородных вихревых состояний (вихревой материи) в сверхпроводниках второго рода – это один из важнейших фундаментальных разделов современной физики сверхпроводимости. Особенно богатой на неожиданные эффекты оказалась физика вихревой материи в высокотемпературных слоистых сверхпроводниках, где из-за анизотропии материала и джозефсоновского взаимодействия слоев структура магнитного потока может принимать очень разнообразные, часто весьма причудливые формы [17]. Современные методы диагностики позволяют уверенно наблюдать как отдельные вихри Абрикосова, так и различные фазовые переходы в вихревой материи, сопровождающиеся изменением вихревых конфигураций. В том числе оказывается возможным обнаружить формирование экзотических вихревых состояний: многоквантовых вихрей и вихревых молекул. Теоретический анализ особенностей межвихревого взаимодействия в слоистых сверхпроводниках является, таким образом, весьма актуальным для интерпретации экспериментальных наблюдений необычной структуры вихревой материи в подобных соединениях.

Одной из важнейших задач физики неоднородного вихревого состояния является изучение электронной структуры подщелевых мод, локализованных в сердцевине вихря, где сверхпроводимость подавлена. Локализованные квазичастичные возбуждения определяют низкотемпературное поведение термодинамических и транспортных характеристик сверхпроводника во внешнем магнитном поле и дают заметный вклад в локальную плотность состояний на уровне Ферми, что широко используется для диагностики вихрей методами сканирующей туннельной микроскопии. В последнее время ведутся интенсивные исследования структуры вихревого состояния в сверхпроводниках с искусственными центрами пиннинга. Для

корректного описания электронной структуры в этом случае необходимо учесть эффекты, связанные с нормальным рассеянием квазичастиц на границах дефектов. Последовательный учет квазичастичных возбуждений в вихре необходим также при анализе взаимодействия вихря и центра пиннинга с сечением рассеяния меньшим длины когерентности при нулевой температуре, когда феноменологические модели (лондоновское приближение или модель Гинзбурга–Ландау) неприменимы.

Цели работы.

- Построение феноменологической теории взаимодействия вихрей в тонких пленках слоистого сверхпроводника в наклонном магнитном поле. Теоретическое объяснение наблюдаемых в экспериментах вихревых структур.
- Расчет квазичастичного спектра и плотности состояний вблизи вихря Абрикосова, захваченного цилиндрической полостью. Построение микроскопической модели депиннинга (срыва) вихря Абрикосова из мезоскопической полости под действием внешнего транспортного тока.
- Изучение конкуренции орбитального и обменного механизмов подавления сверхпроводимости, фазовых переходов и джозефсоновского транспорта в диффузных неодносвязных структурах сверхпроводник–ферромагнетик с эффектом близости и мезоскопических сверхпроводниках в неоднородном состоянии Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррелла.
- Построение модели джозефсоновского транспорта в переходах с мелкошаптовой фазовой модуляцией, создаваемой полем однодоменных ферромагнитных частиц. Теоретическое объяснение экспериментально наблюдаемых особенностей полевой зависимости критического тока контакта.
- Изучение интерференционных механизмов управляемого дальнего действия джозефсоновского транспорта в баллистических структурах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник.

Несмотря на разнообразие рассмотренных в диссертационной работе задач, все они связаны между собой тем, что в них изучаются свойства систем, в которых реализуется неоднородное сверхпроводящее состояние, существенную роль в формировании которого играют интерференционные явления, обусловленные когерентностью фазы сверхпроводящего конденсата и волновой природой куперовских пар.

Научная новизна.

Все результаты диссертационной работы получены впервые, её выводы обоснованы надежностью применявшихся аналитических и численных методов, согласием с теоретическими результатами, полученными другими авторами, и с данными физических экспериментов. Научная новизна определяется оригинальностью поставленных задач и заключается в следующем:

- Вычислен потенциал парного взаимодействия наклонных вихрей и деформированных вихревых нитей в тонких пленках слоистого сверхпроводника, учи-

тывающий дальнедействующее отталкивание из-за полей рассеяния вихрей вне пленки. Предложено объяснение особенностей наблюдаемых вихревых структур в высокотемпературных сверхпроводниках методами лоренцевской микроскопии.

- Показана возможность формирования в слоистых сверхпроводниках нового типа вихревых структур – вихревых кластеров (молекул) и многоквантовых решеток вихрей.
- На основе микроскопической теории вычислен спектр подщелевых квазичастичных возбуждений в вихре Абрикосова, который захвачен в цилиндрической полости, и показано существование запрещенной области (минищели) в окрестности уровня Ферми, где состояния квазичастиц отсутствуют.
- Установлена связь между микроскопическими и макроскопическими проявлениями пиннинга вихря Абрикосова и предложена модель депиннинга (срыва) вихря внешним током, учитывающая качественные изменения вида спектра подщелевых квазичастичных возбуждений в вихре Абрикосова.
- В неодносвязных гибридных структурах сверхпроводник–ферромагнетик с эффектом близости и мезоскопических сверхпроводниках в ЛОФФ фазе изучены свойства неоднородных состояний с различным значением орбитального момента и фазовые переходы между такими состояниями.
- Развито феноменологическое описание фазового перехода первого рода между 0 и π сверхпроводящими состояниями трехслойной гибридной SFS структуры с тонкими сверхпроводящими слоями, которое позволило объяснить обнаруженные в эксперименте особенности температурной зависимости экранирующих свойств гибридной структуры.
- Развита теория джозефсоновского транспорта в переходах, находящихся в неоднородном поле однодоменных ферромагнитных частиц, которая объяснила экспериментальные наблюдения резонансных пиков соизмеримости на зависимости критического тока контакта от внешнего магнитного поля.
- Предложены новые способы и механизмы компенсации разбаланса фаз между электронными и дырочными частями парной волновой функции в ферромагнитном слое с баллистическим типом проводимости, обеспечивающие дальнедействующий синглетный джозефсоновский транспорт.

Теоретическая и практическая значимость работы.

Полученные в работе результаты вносят существенный вклад в понимание физических особенностей формирования и свойств неоднородных сверхпроводящих состояний в гибридных системах с эффектом близости и используются при интерпретации экспериментальных данных. В том числе:

- Расчеты потенциала парного взаимодействия наклонных вихрей и деформированных вихревых нитей в тонких пленках слоистого сверхпроводника позволили объяснить особенности наблюдений вихревых структур в высокотемпературных сверхпроводниках.

- Предложенная микроскопическая модель пиннинга/депиннинга вихря Абрикосова в мезоскопической цилиндрической полости объясняет высокие значения критического тока, необходимого для срыва вихря с центра пиннинга с характерным размером меньше или порядка сверхпроводящей длины когерентности ξ_0
- Предложен новый механизм дальнего действия в баллистических гибридных SF структурах, основанный на зависимости обменного поля ферромагнетика от направления импульса квазичастицы, который объясняет особенности джозефсоновского транспорта в однородных ферромагнитных каналах.
- Композитная среда (метаматериал), состоящая из сверхпроводящих гранул, размещенных регулярно или случайно в матрице ферромагнитного металла, представляет собой распределенную сеть 0 и π контактов и является интересным объектом для изучения фазовых переходов в условиях конкуренции между флуктуациями, фрустрацией, беспорядком и размерностью.

С практической точки зрения, представляет интерес возможность управления критическим током и ток-фазовой зависимостью джозефсоновских систем, исследуемых в настоящей диссертационной работе:

- Гибридная структура, состоящая из джозефсоновского перехода и магнитно-связанной с ним одиночной ферромагнитной частицей, допускает реализацию на ее основе π контакта.
- Новый способ управления дальнедействующим джозефсоновским транспортом в баллистических гибридных SFS структурах, позволяет эффективно модифицировать ток-фазовое соотношение и вольт-амперную характеристику джозефсоновского контакта и обеспечивает связь между электронными и механическими степенями свободы гибридной системы.

Методология и методы исследования.

Для решения поставленных задач применены стандартные теоретические подходы: модель Лондонов, приближение Гинзбурга-Ландау, уравнения Боголюбова-де Жена, квазиклассическая теория сверхпроводимости, (уравнения Эйленберга, Узаделя). Для численного моделирования рассмотренных в работе систем использованы быстро сходящиеся алгоритмы численного решения дифференциальных уравнений квазиклассической теории сверхпроводимости.

Положения, выносимые на защиту

- (1) Взаимодействие вихрей в тонких пленках слоистого сверхпроводника в наклонном относительно нормали к слоям магнитном поле определяется конкуренцией двух дальнедействующих эффектов: отталкивания, из-за полей рассеяния вихрей вне пленки (эффект Пирла), и притяжения из-за наклона вихревых линий или из-за деформации вихревой нити при взаимодействии с продольными слоями вихрями Джозефсона в режиме пересекающихся решеток вихрей.

- (2) Взаимное отталкивание вихрей на достаточно больших расстояниях из-за эффекта Пирла препятствует формированию в тонкой пленке слоистого сверхпроводника плотных цепочек наклонных или деформированных вихревых нитей с "бесконечным" числом вихрей в цепочке.
- (3) В тонкой пленке слоистого сверхпроводника в наклонном магнитном поле возможно образование нового типа вихревых структур: (i) вихревых кластеров (молекул), представляющих собой цепочку вихревых нитей с небольшим числом $N = 2, 3, \dots$ вихрей в цепочке; (ii) деформированных решеток вихрей с несколькими квантами магнитного потока в элементарной ячейке.
- (4) В спектре подщелевых квазичастичных возбуждений в вихре Абрикосова, захваченном цилиндрической полостью с радиусом меньшим длины когерентности при нулевой температуре ξ_0 , возникает минищель в окрестности уровня Ферми, где состояния квазичастиц отсутствуют. Величина минищели существенно превышает расстояние между соседними уровнями спектра из-за дискретности орбитального момента μ и растет при увеличении радиуса полости, приближаясь в значению сверхпроводящей щели Δ_0 .
- (5) С микроскопической точки зрения, депиннинг (срыв) вихря Абрикосова из цилиндрической непроводящей полости сопровождается качественной перестройкой спектра подщелевых возбуждений для квазичастиц в коре вихря, при которой происходит разрушение минищели в окрестности уровня Ферми и формируется непрерывная аномальная ветвь спектра.
- (6) В диффузной гибридной структуре сверхпроводник–ферромагнетик с неодносвязной геометрией обменное взаимодействие способствует переходу из нормального состояния в сверхпроводящее с отличным от нуля орбитальным моментом L , приводит к нарушению строгой периодичности осцилляций Литтла–Паркса $T_c(H)$ и смещению основного максимума на зависимости $T_c(H)$ в область ненулевых значений внешнего магнитного поля H .
- (7) Композитная среда (метаматериал), состоящая из сверхпроводящих гранул, размещенных регулярно или случайно в матрице ферромагнитного металла, с характерным размером гранул порядка длины затухания сверхпроводящих корреляций в ферромагнетике, представляет собой распределенную сеть 0 и π джозефсоновских слабых связей, которая обладает внутренней фрустрацией, зависящей от температуры гибридной системы.
- (8) Фазовый переход первого рода между 0 и π сверхпроводящими состояниями трехслойной гибридной SFS структуры с тонкими сверхпроводящими слоями сопровождается заметным скачком сверхпроводящего параметра порядка при изменении температуры T системы, что приводит к резкому ухудшению экранирующих свойств гибридной структуры, наблюдавшееся в экспериментах [A2].

- (9) Размерные эффекты подавляют квантовые осцилляции критической температуры перехода T_c сверхпроводящих и сверхтекучих Ферми систем в неоднородные состояния типа Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррелла (ЛОФФ), отличающиеся значением орбитального момента L , при изменении энергии Зеемана в сверхпроводниках или разбаланса населенностей Ферми газа.
- (10) Сильное влияние одиночной ферромагнитной частицы на свойства короткого джозефсоновского перехода с поперечной (overlap) геометрией объясняется формированием в одном из электродов контакта пары вихрей Абрикосова противоположного направления, которые создают фазовую неоднородность на масштабе размера пары вихрь-антивихрь, изменяющую основное состояние контакта. Это позволяет создать на основе такой гибридной структуры джозефсоновский контакт с равновесным значением разности фаз в основном состоянии равным π (π -контакт).
- (11) Периодическая модуляция джозефсоновской разности фаз, создаваемая массивом однодоменных ферромагнитных частиц, в коротком джозефсоновском переходе приводит к появлению дополнительных резонансных пиков на зависимости критического тока контакта $I_c(H)$, когда поток внешнего поля H через элементарную ячейку магнитной подсистемы, равен целому числу квантов магнитного потока Φ_0 .
- (12) Периодическое изменение направления эффективного обменного поля вдоль произвольной квазиклассической траектории, возникающее из-за отражений квазичастиц от свободной поверхности ферромагнетика, обеспечивает "брэгговскую" селекцию траекторий, для которых деструктивная интерференция различных лучей отсутствует. Это может служить причиной дальнедействующего синглетного джозефсоновского транспорта в тонком однородно намагнитченном ферромагнитном слое с баллистическим типом проводимости, эффективное обменное поле в котором зависит от направления импульса квазичастицы из-за спин-орбитального взаимодействия.
- (13) Формирование в центральной части однородного ферромагнитного канала мелкомасштабной неоднородности обменного поля \mathbf{h} , которая вызывает рассеяние квазичастиц с изменением спиновой структуры синглетной куперовской пары на противоположную по отношению к исходному обменному полю, подавляет деструктивную фазовую интерференцию волновых функций квазичастиц при усреднении по различным траекториям и обеспечивает эффективный способ управления синглетным дальнедействующим джозефсоновским транспортом в баллистических гибридных SFS структурах.

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность полученных результатов обеспечена оптимальным выбором физических моделей, отражающих основные свойства исследуемых систем, а так-

же адекватным выбором методов численного моделирования. Диссертация выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики микроструктур Российской академии наук (ИФМ РАН) в период с 1998 по 2014 год. Основные результаты диссертации опубликованы в 22 статьях, список которых приводится в конце реферата. Результаты диссертационной работы обсуждались на семинарах в Институте физики микроструктур РАН ИФМ РАН, в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН, Университете Бордо-1 (Université Bordeaux-1, France), докладывались на конференциях и совещаниях: IX-XVIII международные симпозиумы "Нанозифика и нанозлектроника"(г.Н. Новгород –2005-2014 гг.); 33,34 Всероссийские совещания по физике низких температур (Екатеринбург 2003 г., Ростов-на-Дону 2006 г.); I-IV международные конференции "Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости"(г.Москва ФИАН 2004-2011 гг.); Workshop on Weak Superconductivity (Братислава 2005 г.); 8th European Conference on Applied Superconductivity (Брюссель 2007 г.); Moscow International Symposium on Magnetism (г.Москва 2005 г., 2014 г.); III International Conference on Superconductivity and Magnetism (Стамбул 2014 г.); 27-th International Conference on Low Temperature physics (Buenos Aires 2014 г.) автором и соискателем лично или в рамках докладов соавторов.

Основное содержание работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав с приложениями, заключения, списка публикаций автора по теме диссертации, библиографии (494 наименований). Общий объем диссертации 303 страницы, включая 81 рисунок.

Во Введении обоснована актуальность темы исследования и степень её разработанности, сформулированы цель и задачи диссертационной работы, показана их научная новизна и практическая значимость, приведены сведения об апробации полученных результатов, а также положения, выносимые на защиту.

В первой главе в рамках феноменологической модели Лондонов построена теория взаимодействия вихрей в тонких пленках слоистых сверхпроводников с большим параметром анизотропии ($\Gamma = \lambda_{\perp}/\lambda_{\parallel} \gg 1$) в наклонном по отношению к слоям внешнем магнитном поле (λ_{\parallel} и λ_{\perp} – лондоновские длины экранировки поперечной и продольной к слоям компонент магнитного поля, соответственно). Анализ межвихревого взаимодействия выполнен для двух предельных случаев: (i) параллельная плоскости пленки компонента поля $B_{\parallel} < H_{c1}^{\parallel}$ экранируется текущим в слоях сверхтоком; (ii) поле $B_{\parallel} > H_J = \Phi_0/\Gamma s^2$ проникает в сверхпроводник в виде плотной решетки вихрей Джозефсона. Здесь $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ – квант магнитного потока, s – расстояние между сверхпроводящими слоями, а $H_{c1}^{\parallel} = (\Phi_0/4\pi\lambda_{\parallel}\lambda_{\perp}) \ln(\lambda_{\parallel}/s)$ – критическое поле для входа параллельных слоям джозефсоновских вихрей. В обоих случаях перпендикулярная слоям компонента внешнего поля B_z создает в пленке протяженные структуры (вихревые нити), образованные из магнитосвязанных вихрей Пирла (панкейков) [18], расположенных

в слоях на характерном расстоянии $R \sim (\Phi_0/B_z)^{1/2}$ друг от друга в плоскости слоев. В качестве модели слоистого сверхпроводника толщиной D рассмотрена конечная стопка из $N = D/s \gg 1$ тонких сверхпроводящих слоев без джозефсоновской связи между слоями ($R < \lambda_J = \Gamma s$). Теория учитывает конкуренцию двух дальнедействующих эффектов: пирловского отталкивания, вызванного полями рассеяния вихрей вне пленки, и притяжения из-за наклона или деформации вихревых нитей, состоящих из вихрей Пирла. Особенности межвихревого взаимодействия качественно изменяют структуру вихревой материи и приводят к формированию вихревых молекул (кластеров) и многоквантовых решеток вихрей в таких слоистых системах.

Во введении к первой главе делается обзор основных теоретических и экспериментальных сведений о структуре вихревой материи в пленках слоистых сверхпроводниках в наклонном магнитном поле. Особое внимание уделяется проявлениям эффектов дальнего действия во взаимодействии вихрей, которые становятся определяющими, если расстояние R между вихрями существенно превышает глубину проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

В разделе 1.1 рассматривается притяжение двух наклонных вихрей в тонкой пленке слоистого сверхпроводника без джозефсоновского взаимодействия слоев. Приведены основные уравнения, описывающие в лондоновском приближении такую слоистую систему. Используя уравнения вязкого движения вихрей, выполнены численные расчеты равновесной формы одиночной вихревой нити, состоящей из вихрей Пирла, в наклонном магнитном поле. Взаимодействие вихрей в слоях с мейснеровским током, экранирующим продольную компоненту B_{\parallel} магнитного поля, вызывает поворот и незначительный изгиб вихревой нити в приповерхностном слое.

Вычислена энергия взаимодействия $\varepsilon_{int}(\mathbf{R})$ двух наклонных прямолинейных и параллельных вихревых линий, наклоненных под углом γ к нормали и смещенных на вектор $\mathbf{R} = R\mathbf{y}_0$ в плоскости слоев (см. вставку к рис. 1). В непрерывном пределе ($\max[s, s \operatorname{tg}\gamma] \ll R$) энергия парного взаимодействия вихрей в пленке толщиной D может быть записана в виде:

$$\varepsilon_{int}(\mathbf{R}) = \frac{\Phi_0^2}{16\pi^3\lambda_{\parallel}} \int d^2\mathbf{q} \cos(\mathbf{q}\mathbf{R}) S(\mathbf{q}), \quad S(\mathbf{q}) = \frac{1}{\lambda_{\parallel} q^2} \left\{ D \frac{p^2 + k^2}{1 + p^2} \right. \quad (1)$$

$$\left. + \frac{2(1 - k^2) [k(1 - p^2) \operatorname{sh}L + (k^2 - p^2)(\operatorname{ch}L - \cos(pL)) + 2kp \sin(pL)]}{\sqrt{q^2 + \lambda_{\parallel}^{-2}} (1 + p^2)^2 [2k \operatorname{ch}L + (1 + k^2) \operatorname{sh}L]} \right\},$$

$$L = Dq_{\lambda}, \quad k = q/q_{\lambda}, \quad p = q_y \operatorname{tg}\gamma/q_{\lambda}, \quad q_{\lambda} = \sqrt{q^2 + \lambda_{\parallel}^{-2}}.$$

Первое слагаемое в спектральной функции $S(\mathbf{q})$ описывает взаимодействие вихрей в массивном слоистом сверхпроводнике, а второе учитывает влияние поверхности пленки. На рис. 1 приведены примеры расчетов зависимостей энергии взаимодействия $\varepsilon_{int}(R)$ (1) для $D = 3\lambda_{\parallel}$, которое примерно соответствует условиям экспериментов по лоренцевской микроскопии вихрей в YBCO [A3] и Bi-2212 [19].

При $R \gg \lambda_{\parallel}$ взаимодействие вихрей определяется конкуренцией двух дальнедействующих эффектов: пирловского отталкивания из-за медленного спада сверхтока в вихре, и притяжения, возникающего при наклоне вихревых линий относительно нормали к слоям. Дальнедействующую составляющую зависимости (1) можно записать в виде:

$$\varepsilon_{int}(R) \simeq \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2} \left(-\frac{D_{eff} \operatorname{tg}^2 \gamma}{R^2} + \frac{2}{R} \right), \quad (2)$$

где $D_{eff} = D - 2\lambda_{\parallel} \operatorname{th}(D/2\lambda_{\parallel})$ – эффективная толщина слоистого сверхпроводника. Поскольку величина λ_{\parallel} растет с повышением температуры T , эффективная толщина D_{eff} и, соответственно, сила притяжения уменьшаются при приближении T к критической температуре T_c . Для достаточно больших значений межвихревого расстояния энергия $\varepsilon_{int}(R)$ (2) убывает с ростом R , т.е. преобладает отталкивание вихрей. При меньших расстояниях R становится существенным взаимное притяжение вихрей из-за анизотропии, и зависимость $\varepsilon_{int}(R)$ имеет положительный наклон, а при $R^* \simeq 0.5D_{eff} \operatorname{tg}^2 \gamma$ энергия ε_{int} становится отрицательной. При $R \lesssim \lambda_{\parallel}$ определяющим становится сильное короткодействующее отталкивание вихрей, которое не учтено в выражении (2). Появление локального минимума потенциала взаимодействия $\varepsilon_{int}(R)$, соответствует формированию стабильной конфигурации пары наклонных вихрей. Минимум энергии ε_{int} существует, если притяжение вихрей оказывается достаточно сильным и $R^* > \lambda_{\parallel}$, что приводит к следующему ограничению: $\operatorname{tg}^2 \gamma > \operatorname{tg}^2 \gamma_c = 2\lambda_{\parallel}/D_{eff}$. Данный критерий устанавливает интервал углов наклона $\gamma > \gamma_c$ (и/или толщины пленки D) для которых возможно притяжение вихрей и формирование плотных цепочек вихрей в тонкой пленке слоистого сверхпроводника. Разрушение цепочек вихрей при уменьшении наклона вихревых линий наблюдалось в экспериментах [A3].

В разделе 1.2 изучаются условия формирования необычных вихревых структур: цепочек вихрей конечной длины (вихревые кластеры или молекулы) и вихревых решеток с несколькими квантами магнитного потока в элементарной ячейке (многоквантовые решетки). Качественное изменение потенциала взаимодействия наклонных вихрей $\varepsilon_{int}(R)$ препятствует формированию в тонких пленках слоистого сверхпроводника длинных цепочек наклонных вихревых нитей, число вихрей в которых ограничено лишь размерами образца. Несмотря на то, что при $\gamma > \gamma_c$ пара соседних вихрей в цепочке притягиваются друг к другу, увеличение числа вихрей в цепочке в конце концов становится энергетически невыгодным из-за влияния дальнедействующего отталкивания. В этом случае появляется возможность образования цепочек с небольшим числом вихрей, т.е. вихревых кластеров или молекул. Энергия когезии вихревой молекулы в виде эквидистантной цепочки из

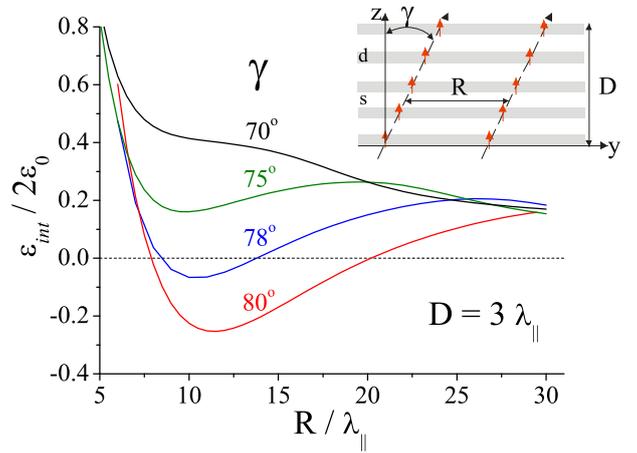


Рис. 1. Типичные зависимости энергии взаимодействия между наклонными вихрями $\varepsilon_{int}(R)$ (1) для различных углов наклона вихревой нити γ [$\varepsilon_0 = \Phi_0^2/16\pi^3\lambda_{\parallel}$].

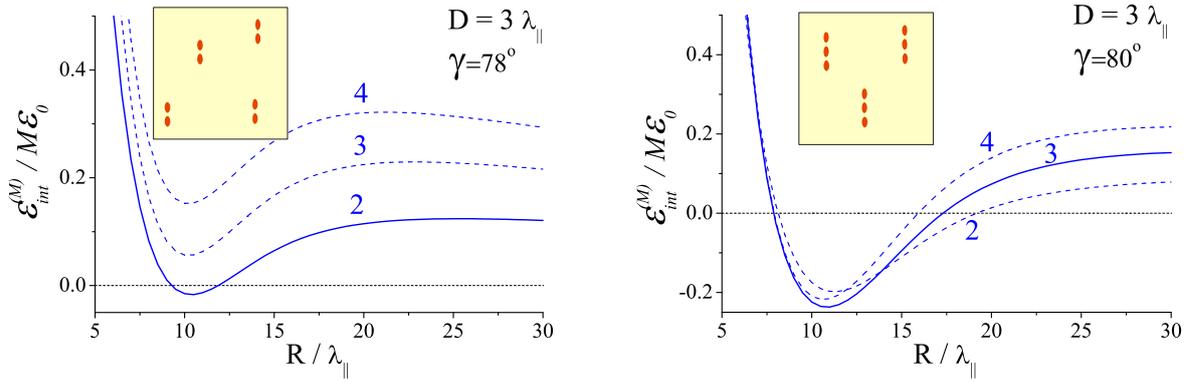


Рис. 2. Типичные зависимости энергии $\varepsilon_{int}^{(M)}$ от межвихревого расстояния R для различных углов наклона вихревой нити $\gamma = 78^\circ, 80^\circ$ и числа $M = 2, 3, 4$ вихрей в цепочке. На вставках схематично показана равновесная структура вихревого состояния, образованного из вихревых молекул – димеров и тримеров.

M наклонных вихревых линий определяется выражением $\varepsilon_{int}^{(M)} = \sum_{i>j}^M \varepsilon_{int}(R_{ij})$, где потенциал $\varepsilon_{int}(R)$ описывается выражениями (1), а R_{ij} – расстояние между i -ым и j -ым вихрями в цепочке. На рис. 2 показаны типичные зависимости энергии взаимодействия $\varepsilon_{int}^{(M)}$ от расстояния между соседними вихрями R в эквидистантной цепочке из M наклонных вихрей для двух близких значений углов наклона вихревой нити. Энергетически выгодное количество вихрей в такой молекуле, определяемое из условия минимума энергии $\varepsilon_{int}^{(M)}/M$, растет с увеличением толщины пленки D и/или угла наклона вихревой нити γ . На вставках к рис. 2 схематично показана равновесная структура вихревой материи, состоящей из вихревых димеров и тримеров. В случае достаточно толстых пленок ($D \gg \lambda_{||}$) пирловское отталкивание вихрей становится несущественным, и размер вихревого кластера будет ограничен только размерами образца, т.е. формируется типичная для массивных образцов "бесконечная" цепочка вихрей. Переход из состояния с отдельными вихревыми молекулами в состояние с "бесконечной" цепочкой вихрей напоминает процесс полимеризации молекул, который зависит от средней концентрации вихрей, т.е. от перпендикулярной слоям компоненты внешнего магнитного поля $B_z = \Phi_0/A_0$. Можно ожидать, что подобный переход будет иметь место, когда характерное расстояние между вихрями $\sqrt{A_0}$ оказывается порядка размера молекулы. Поэтому наблюдение отдельных вихревых молекул возможно лишь в достаточно слабом поле B_z и будет, вероятно, затруднено влиянием собственного пиннинга вихрей.

Если перпендикулярная компонента внешнего магнитного поля B_z не слишком мала, так что характерное расстояние между вихрями $\sqrt{A_0}$ попадает в интервал притяжения вихрей, то образованию отдельных вихревых кластеров соответствует структурный фазовый переход в решетке вихрей с изменением числа вихрей в элементарной ячейке с площадью A_0 . В классе деформированных треугольных решеток вихрей, найдены условия, при которых 2(3)-х квантовая (многоквантовая) решетка вихрей становится более энергетически выгодной, чем

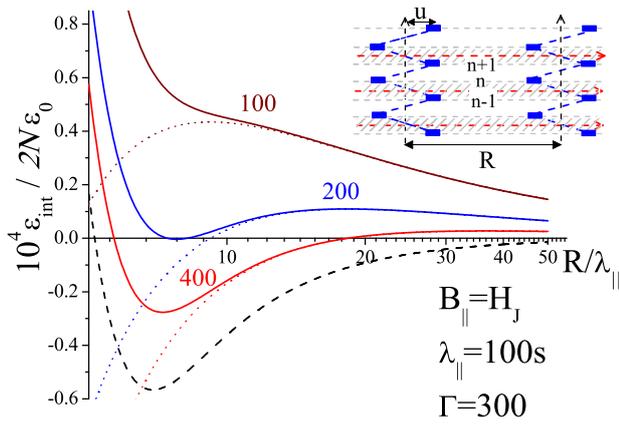


Рис. 3. Типичный вид зависимости энергии взаимодействия $\varepsilon_{int}(R)/2N\varepsilon_0$ от расстояния R между зигзаг-деформированными вихревыми линиями [$\varepsilon_0 = \Phi_0^2/32\pi^2\lambda_{||}$]. Число рядом с кривой обозначает $D/\lambda_{||}$. Пунктирная линия показывает зависимость $\varepsilon_{int}(R)/2N\varepsilon_0$ при $D \rightarrow \infty$. Точечные линии показывают зависимость (3). На вставке схематично показаны деформированные вихревые линии и пересекающие их вихри Джозефсона в заштрихованных областях.

обычная решетка Абрикосова с одним квантом магнитного потока на элементарную ячейку. Подобная мультипликация (удвоение или утроение периода) элементарной ячейки с изменением числа вихрей в элементарной ячейке происходит при изменении продольной компоненты внешнего магнитного поля и сопровождается заметной деформацией формы ячейки.

В разделе 1.3 рассматривается другой предельный случай, когда продольное магнитное поле $B_{||} > H_J = \Phi_0/\Gamma s^2$ проникает в пленку слоистого сверхпроводника, формируя плотную треугольную решетку вихрей Джозефсона. Взаимодействие вихрей Пирла с вихрями Джозефсона вызывает деформацию вихревых нитей в форме зигзага [20], амплитуда которого $u \simeq \lambda_{||}/\beta \ln \beta \ll \lambda_{||}$ ($\beta = B_{||}\lambda_J/H_J\lambda_{||} \gg 1$) уменьшается с увеличением продольной компоненты $B_{||}$ и незначительно меняется вблизи поверхности пленки из-за снижения жесткости (упругости) вихревой нити. Деформированные таким образом вихревые нити в толстых пленках слоистого сверхпроводника ($D \rightarrow \infty$) притягиваются на больших расстояниях $R \gg \lambda_{||}$ [21]. На рис. 3 приведены результаты расчетов зависимости энергии взаимодействия зигзаг-деформированных вихрей в расчете на один слой ε_{int}/N от расстояния между вихрями R для различных значений толщины пленки D и продольного магнитного поля $B_{||}$. Для типичного случая $u \ll \lambda_{||}$ энергия парного взаимодействия $\varepsilon_{int}(R)$ содержит дальнедействующую составляющую

$$\varepsilon_{int}(R) \simeq \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2} \left[-\frac{D u^2}{\lambda_{||}^2 R^2} + \frac{2}{R} + \frac{4u^2}{R^3} \right], \quad R \gg \lambda_{||}, \quad (3)$$

которая описывает конкуренцию притяжения и отталкивания вихрей в пленке. При $R \lesssim R_0 \simeq Du^2/2\lambda_{||}^2 \gg \lambda_{||}$, когда обычное короткодействующее отталкивание еще пренебрежительно мало, преобладает дальнедействующее притяжение, а энергия (3) становится отрицательной. Подобная конкуренция различных видов взаимодействия может сопровождаться появлением минимума на потенциале $\varepsilon_{int}(R)$, положение которого можно оценить как $R_m \simeq 2\lambda_{||} \ln(\lambda_{||}/u)$. Тогда условие $R_0 > R_m$ дает грубую оценку критической толщины пленки D_{cr} , при которой такой минимум существует, а формирование плотных цепочек вихрей становится энергетически выгодным: $D_{cr} \approx 4\lambda_{||}\beta^2(\ln \beta)^3 \sim 4\lambda_J^2 (B_{||}/H_J)^2 / \lambda_{||}$. Для типичных

значений $s = 15 \text{ \AA}$, $\Gamma = 300$ и $\lambda_{\parallel} = 0.2 \text{ мкм}$ получим $H_J \simeq 3 \text{ Тл}$ и $D_{cr} \sim 40 \text{ мкм}$.

В слабом магнитном поле $B_{\parallel} \ll H_J$ расстояние вдоль оси z между соседними деформированными участками вихревой линии $L_z \simeq s\sqrt{H_J/B_{\parallel}}$ заметно превышает масштаб $2s$, типичный для плотной решетки. Каждая подобная деформация, вызванная пересечением вихревой нити с вихрем Джозефсона, обеспечивает взаимное притяжение вихревых линий и дает вклад в потенциал парного взаимодействия $\varepsilon_{int}(R)$. Оценка критической толщины пленки в этом случае имеет вид: $D_{cr} \sim \lambda_J^2 \ln^2(3.5\lambda_J/\lambda_{\parallel})\sqrt{H_J/B_{\parallel}}/2\lambda_{\parallel}$, и для типичных экспериментальных значений поля $B_{\parallel} = 20 \div 30 \text{ Гс}$ критическая толщина сверхпроводящей пленки составляет $D_{cr} \sim 70 \text{ мкм}$. В наиболее благоприятном для притяжения вихрей случае $B_{\parallel} \sim H_J$, дальнедействующее пирловское отталкивание полностью компенсирует притяжение деформированных вихревых линий в пленках с толщиной менее $\sim (50 \div 200) \lambda_{\parallel}$. Как и в случае наклонных вихрей, преобладание в (3) дальнедействующего отталкивания на достаточно больших расстояниях R между вихрями, формирование "бесконечных" плотных цепочек деформированных вихревых нитей в режиме пересекающихся решеток невозможно. Вихри образуют необычные структуры - вихревые молекулы (кластеры) и/или многоквантовые решетки. Минимальное значение продольного магнитного поля, при котором возможно образование цепочки из 2-х и более вихрей $B_{\parallel}^{min} > H_J [\lambda_J^2 \ln^3(\lambda_J/\lambda_{\parallel})/2D \lambda_{\parallel}]^2$ для $D = 100 \lambda_{\parallel}$, $\lambda_J = 3 \lambda_{\parallel}$ и $H_J = 3 \text{ Тл}$ составляет $B_{\parallel}^{min} > 60 \text{ Гс}$. Число вихрей m в молекуле быстро растет с увеличением продольного магнитного поля B_{\parallel} .

Основные результаты главы опубликованы в работах [A3, A4, A5, A6].

Во второй главе приведены результаты квазиклассических расчетов спектра элементарных возбуждений и волновых функций квазичастиц в вихре Абрикосова, который захвачен в цилиндрической непроводящей полости с характерными размерами, порядка сверхпроводящей длины когерентности при нулевой температуре $\xi_0 = \hbar V_F/\Delta_0$. Изучена модификация аномальной (подщелевой) ветви спектра из-за нормального отражения квазичастиц от поверхности дефекта. Предложена микроскопическая модель депиннинга (срыва) вихря Абрикосова из полости под влиянием внешнего транспортного тока, учитывающая модификацию спектра квазичастичных возбуждений в вихре.

Во введении ко второй главе делается обзор основных теоретических моделей и подходов, касающихся вопросов индивидуального пиннинга вихря Абрикосова на дефектах различной природы. Основное внимание уделяется случаю, когда дефекты представляют собой протяженные полости с поперечными размерами порядка длины когерентности (колончатые ("columnar") дефекты), вытянутые вдоль направления вихревой нити (приложенного магнитного поля).

В разделе 2.1 изучается электронная структура вихря Абрикосова, который захвачен в бесконечном непроводящем цилиндре радиуса $R < \xi_0$. Для расчета спектра элементарных возбуждений в вихре используются квазиклассические уравнения Андреева [22] для огибающей $\hat{g}(s, \theta_p)$ двухкомпонентной волновой функ-

ции $\hat{\psi}(s, \theta_p) = (u, v) = e^{iS(\theta_p)} \hat{g}(s, \theta_p)$ в импульсном представлении:

$$-i\hbar V_{\perp} \hat{\sigma}_z (\partial \hat{g} / \partial s) + \hat{\sigma}_x \text{Re} \Delta(\mathbf{r}) \hat{g} - \hat{\sigma}_y \text{Im} \Delta(\mathbf{r}) \hat{g} = \varepsilon \hat{g}, \quad (4)$$

где $\hat{\sigma}_i$ – матрицы Паули, $mV_{\perp} = \hbar k_{\perp}$, $k_{\perp}^2 = k_F^2 - k_z^2$, а функция $\Delta(\mathbf{r})$ описывает профиль сверхпроводящей щели в вихре. Уравнения (4) записаны вдоль траектории $x \pm iy = (s \pm ib) e^{\pm i\theta_p}$, параллельной волновому вектору $\mathbf{k}_{\perp} = k_{\perp} (\cos \theta_p, \sin \theta_p)$ в плоскости (x, y) , которая перпендикулярна оси вихря (рис. 4) и предполагают аксиальную симметрию задачи, при которой сохраняется угловой момент $\mu = -k_{\perp} b = -\partial S / \partial \theta_p$ (b – прицельный параметр траектории). В силу однозначности

волновой функции $\hat{\psi}(s, \theta_p)$, угловой момент μ принимает только полуцелые значения: $\mu = n + 1/2$ (n – целое). Внутри непроводящего дефекта ($r = \sqrt{x^2 + y^2} \leq R$) волновая функция квазичастиц $\hat{\psi}$ должна обращаться в нуль. Квазиклассическая траектория #1 на рис. 4 для $b > R$ практически не искажается дефектом, и спектр квазичастиц $\varepsilon(\mu, k_{\perp})$ в этом случае должен совпадать со спектром Кароли–де Жена–Матрикона (CdGM) для локализованных состояний в вихре Абрикосова $\varepsilon_0(b) \simeq \pm \Delta_0 b / \xi_0$ ($b < \xi_0$) [23]. Для малых значений прицельного параметра $b \leq R$ (траектория #2 на рис. 4) испытывает зеркальное отражение от поверхности дефекта. Пренебрегая неоднородностью профиля параметра порядка в вихре ($\Delta = \Delta_0 e^{i\varphi}$) и используя аналогию с задачей об андреевских уровнях энергии в одномоновой джозефсоновской структуре [24], можно определить новую ветвь в спектре локализованных подщелевых состояний квазичастиц $\varepsilon_J(b) = \pm \Delta_0 \cos \alpha_0 = \pm \Delta_0 \sqrt{1 - b^2 / R^2}$. Термы, соответствующие ветвям $\varepsilon_0(b)$ и $\varepsilon_J(b)$ пересекаются в области $|b| \sim R$, где CdGM ветвь $\varepsilon_0(b)$ при энергиях $\sim \pm \varepsilon_0(R)$ трансформируется в спектральную ветвь $\varepsilon_J(b)$, которая при дальнейшем уменьшении $|b|$ достигает значений энергии $\pm \Delta_0$ (рис. 5). В отличие от классического CdGM спектра, полученный спектр $\varepsilon(b) = \{\varepsilon_J(b) (|b| \leq R); \varepsilon_0(b) (|b| > R)\}$ не пересекает уровень Ферми: в спектре локализованных состояний появляется минищель $\Delta_m \sim \varepsilon_0(R) = \Delta_0 R / \xi_0$, величина которой растет с увеличением радиуса дефекта R .

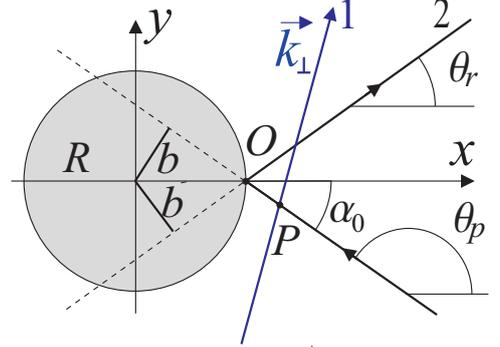


Рис. 4. 1 – Траектория \vec{k}_{\perp} с прицельным параметром $b > R$ относительно начала координат. 2 – Зеркальное отражение траектории с $b \leq R$ от поверхности дефекта.

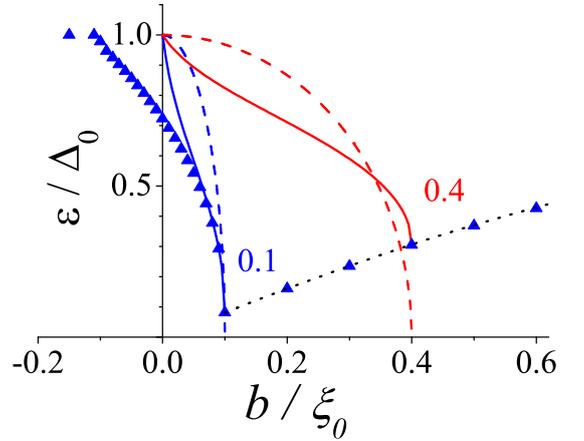


Рис. 5. Спектр возбуждений (5) для $k_z = 0$ и $R = 0.1\xi_0; 0.4\xi_0$ (сплошные линии). Пунктиром показана зависимость $\varepsilon_J(b)$. Точками показана CdGM ветвь спектра возбуждений $\varepsilon_0(b)$. Символом \blacktriangle показаны результаты численного расчета спектра.

В отличие от классического CdGM спектра, полученный спектр $\varepsilon(b) = \{\varepsilon_J(b) (|b| \leq R); \varepsilon_0(b) (|b| > R)\}$ не пересекает уровень Ферми: в спектре локализованных состояний появляется минищель $\Delta_m \sim \varepsilon_0(R) = \Delta_0 R / \xi_0$, величина которой растет с увеличением радиуса дефекта R .

С учетом неоднородности параметра порядка $\Delta = \Delta_0 \delta_v(r) e^{i\theta}$ ($r \geq R$) в вихре, спектр подщелевых состояний можно вычислить воспользовавшись методикой [25] и считая мнимую часть оператора щели в (4) возмущением. Для значений прицельного параметра $|b| > R$ нормальное рассеяние квазичастиц на поверхности дефекта отсутствует, и получим обычное выражение $\epsilon_0(b)$ для CdGM спектра. В случае $|b| < R$ спектр подщелевых состояний для модельной зависимости профиля щели в вихре $\delta_v(r) = r/\sqrt{r^2 + \xi_0^2}$ описывается следующим выражением:

$$\epsilon_s(b) = \frac{\chi \Delta_0}{I} \int_{-\infty}^{+\infty} ds \frac{R + |s| \sqrt{1 - b^2/R^2}}{\sqrt{(|s| + s_0)^2 + b^2 + \xi_0^2}} e^{-2K(s)}, \quad (5)$$

$$K(s) = -\frac{\chi \Delta_0}{\hbar V_\perp} \int_0^s dt \operatorname{Re} \left\{ \frac{t b/R + i \left(R + |t| \sqrt{1 - b^2/R^2} \right)}{\sqrt{(|t| + s_0)^2 + b^2 + \xi_0^2}} \right\}, \quad I = \int_{-\infty}^{+\infty} ds e^{-2K(s)},$$

где $\chi = \operatorname{sign} b$, $s_0 = \sqrt{R^2 - b^2}$. На рис. 5 для сравнения показаны ветвь подщелевого спектра $\epsilon_s(b)$, вычисленная по формулам (5) и оценка спектра $\epsilon_J(b)$, полученная в предположении $\delta_v(r) = 1$. Решение $\epsilon_J(b)$ неплохо аппроксимирует аналитическое решение (5) в области $|b| \lesssim R$ для $R \ll \xi_0$, когда доплеровский сдвиг уровней энергии, вызванный фазовой неоднородностью параметра порядка вдоль траектории, незначителен. В противном случае ($R \lesssim \xi_0$) доплеровский сдвиг оказывает заметное влияние на спектр. В тоже время влияние неоднородности модуля параметра порядка вдоль траектории на спектр возбуждений в вихре оказывается слабым и заметно только для дефектов малого радиуса $R \ll \xi_0$. Численное решение задачи на собственные значения (4) показало хорошее совпадение с полученным аналитическим решением (5) для большинства значений прицельного параметра b . Заметные отличия аналитического и численного решений наблюдаются только в области $|b| \ll R$ (см. рис. 5).

Таким образом, нормальное отражение от поверхности непроводящего дефекта, приводит к разрушению непрерывной аномальной ветви спектра возбуждений в вихре. Подщелевые ветви спектра возбуждений в вихре, захваченном в цилиндрической полости с радиусом R , не пересекают уровень Ферми: в спектре формируется минищель $\Delta_{min} \sim |\epsilon_0(R)|$, которая растет с увеличением радиуса дефекта R . При $k_F \xi_0 \gg 1$, когда справедливо квазиклассическое приближение, величина минищели существенно превышает расстояние между соседними уровнями в спектре $\hbar \omega_0 \sim \Delta_0^2/\epsilon_F$ из-за дискретности углового момента μ .

Вид спектра многоквантового вихря с завихренностью M в цилиндрической полости радиуса R также качественно меняется из-за нормального отражения квазичастиц от поверхности дефекта: аналогично случаю одноквантового вихря происходит разрыв аномальных веток спектра. В области малых значений углового момента $|\mu| < k_\perp R$ (прицельного параметра $|b| < R$) возникает M новых ветвей, энергия связанных состояний на которых близка к значениям сверхпроводящей щели $\pm \Delta_0$. При $|b| \geq R$ эти новые ветви переходят в соответствующие

M ветвей спектра многоквантового вихря. Отметим, что при увеличении радиуса R цилиндрической полости подщелевые ветви спектра отодвигаются от уровня Ферми, формируя минищель в спектре элементарных возбуждений.

Существование минищели в спектре элементарных возбуждений оказывает существенное влияние на локальную плотность состояний (LDOS) квазичастиц в вихре и может быть экспериментально обнаружена методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии. В разделе 2.2 приведены в результате квазиклассических расчетов LDOS для одноквантового вихря захваченного в полости радиуса $R \ll \xi_0$, которые демонстрируют отсутствие типичной для вихря Абрикосова особенности на уровне Ферми ("zero bias peak") из-за формирования минищели Δ_m в спектре.

В разделе 2.3 предложена микроскопическая модель депиннинга (срыва) вихря Абрикосова из цилиндрической непроводящей полости с поперечным размером меньше или порядка сверхпроводящей длины когерентности ξ_0 под действием внешнего транспортного тока с плотностью j .

С микроскопической точки зрения механизм диссипации в смешанном состоянии сверхпроводника с внешним током j связан с переносом возбуждений через сверхпроводящую щель по состояниям аномальной ветви спектра. Поэтому образование минищели Δ_m в спектре возбуждений, "разрыв" аномальной ветви спектра и отсутствие состояний на уровне Ферми $\varepsilon = 0$ должны подавлять диссипацию при низких температурах $T < \Delta_m$. Макроскопически подавление диссипации означает прекращение движения вихрей под действием внешнего тока, т.е. пиннинг вихрей. Поэтому естественно ожидать, что срыв вихря с центра пиннинга током (депиннинг вихря) должен сопровождаться разрушением минищели, восстановлением непрерывности аномальной ветви спектра и, как следствие, появлением открытой квазиклассической орбиты (фазовой траектории) с энергией Ферми ($\varepsilon = 0$) на плоскости канонически сопряженных переменных угол-действие (θ_p, μ) , характерной для свободного вихря Абрикосова (см. рис.6).

При изменении вихревого состояния образца происходит перестройка аномальных ветвей спектра и меняется топология орбиты $\varepsilon(\mu, \theta_p) = 0$, соответствующей этим состояниям. Для изучения электронных топологических переходов в коре вихря Абрикосова, захваченного непроводящей цилиндрической полостью, под действием внешнего тока с плотностью $\mathbf{j} = en_s \mathbf{V}$, направленного перпендикулярно оси вихря, используем модельный вид спектра подщелевых состояний $\varepsilon(\mu, k_\perp) = \{\varepsilon_0(\mu, k_\perp), (|\mu| > k_\perp R); -\Delta_0 \text{sign} \mu, (|\mu| \leq k_\perp R)\}$ и ограничимся для $|\mu| \ll k_\perp \xi_0$ линейным участком $\varepsilon_0(\mu, k_\perp) \simeq -\mu \hbar \omega_0$ CdGM ветви спектра, где $\hbar \omega_0 \simeq \Delta_0 \ln(\xi_0/R)/(k_\perp \xi_0) \sim \Delta_0^2/\varepsilon_F$ – расстояние между соседними уровнями в спектре, а V_F и ε_F – скорость и энергия Ферми, соответственно. Внешний ток $\mathbf{j} = j \mathbf{x}_0$ вызывает доплеровский сдвиг уровней $\varepsilon_d = (\hbar \mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{V})$ и модифицирует спектр подщелевых состояний квазичастиц

$$\tilde{\varepsilon}(\mu, k_\perp, \theta_p) = \begin{cases} \varepsilon_0(\mu, k_\perp) + \hbar k_\perp V \cos \theta_p, & |\mu| > k_\perp R \\ -\Delta_0 \text{sign} \mu, & |\mu| \leq k_\perp R \end{cases}. \quad (6)$$

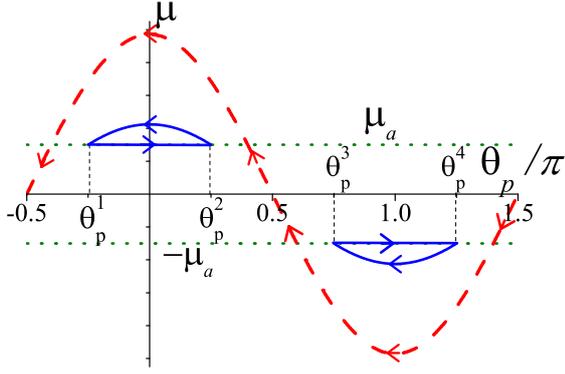


Рис. 6. Схематическое изображение квазиклассических орбит, соответствующих энергии Ферми $\varepsilon = 0$, на плоскости (μ, θ_p) : замкнутая орбита для $V_L < V \ll V_p$ (сплошная линия) и для открытая орбита для $V > V_p$ (пунктир). Направление прецессии квазиклассической траектории определяется уравнением Гамильтона $\hbar d\theta_p/dt = \partial\varepsilon/\partial\mu$ и показано стрелками.

Процесс депиннинга вихря из полости можно представить в виде двух последовательных топологических переходов, в результате которых восстанавливается аномальная ветка спектра, пересекающая уровень Ферми, и появляется характерная для свободного вихря Абрикосова открытая квазиклассическая орбита с энергией $\varepsilon = 0$ (см. рис. 6). Первый переход при токе $j_L = en_s V_L$ происходит при нарушении критерия сверхтекучести Ландау, когда исчезает минищель в спектре квазичастиц: $V \gtrsim V_L = \Delta_m(R)/\hbar k_F$. Для дефектов с поперечным размером $R \ll \xi_0$ в пределе низких температур $T \rightarrow 0$ плотность критического тока $j_L = j_d(R/\xi_0) \ln(\xi_0/R) \ll j_d$ может быть записана через плотность тока распаривания $j_d = ek_F^2 \Delta_0/3\pi^2 \hbar$. Полагая в (6) $\tilde{\varepsilon} = 0$, получим уравнение, описывающие участки квазиклассической орбиты $\varepsilon = 0$ на плоскости (μ, θ_p) для CdGM ветви спектра: $\varepsilon_0(\mu, k_F) = -\hbar k_F V \cos \theta_p$ ($|\mu| > k_F R$). Концы участков орбиты соединяются линией $\mu = \pm \mu_a = \pm k_F R$, которая соответствует ветвям спектра (5). Получившиеся в итоге замкнутые ("захваченные") орбиты существуют только в разрешенных сегментах углов $\theta_p^{1,3} \leq \theta_p \leq \theta_p^{2,4}$ и разделены запрещенной областью (см. рис. 6). При $V = V_L$ каждая из двух квазиклассических орбит для энергии $\tilde{\varepsilon} = 0$ сжимается в точку ($\theta_p = 0(\pi), \mu = \mu_a(-\mu_a)$), что соответствует значительному уменьшению числа состояний на уровне Ферми. При $V < V_L$ орбиты и состояния на уровне Ферми исчезают. Качественный анализ структуры параметра порядка в окрестности дефекта, выполненный с использованием полуклассической формы уравнения самосогласования [26], свидетельствует о формировании при $V \gtrsim V_L$ связанного вихревого состояния в виде пары вихрь–антивихрь, расположенных на расстоянии $\sim V/\omega_0 > R$ от центра полости. При увеличении внешнего тока j и скорости V связанное вихревое состояние теряет устойчивость. Этому соответствует формирование свободного вихря Абрикосова, для которого характерно существование непрерывной аномальной ветви в спектре возбуждений, пересекающей уровень Ферми. Поскольку типичная для свободного вихря Абрикосова квазиклассическая орбита является открытой (пунктирная линия на рис. 6) и не может быть получена непрерывным преобразованием замкнутых орбит, характерных для связанного вихревого состояния (сплошная линия на рис. 6), формирование свободного вихря Абрикосова сопровождается ещё одним топологическим переходом в коре вихря. Разрушение внешним током связанного состояния вихрь–антивихрь и изменение топологии квазиклассической орбиты для энергии Ферми возможно

из-за туннелирования квазичастиц между классическими орбитами по механизму Ландау–Зинера при $j > j_p = j_d(k_F R^2/\xi_0) \ln(\xi_0/R) \gg j_L$. Второй механизм восстановления непрерывной аномальной ветви спектра может быть связан с рассеянием на примесях. Поскольку частота рассеяния квазичастиц $\nu_q \sim \delta\theta_p/\tau$ растет с увеличением скорости потока V из-за изменения размера разрешенных сегментов $\delta\theta_p = \theta_p^2 - \theta_p^1$, то при $\nu_q \sim \Delta_m$ замкнутые орбиты нельзя рассматривать независимо друг от друга. Это дает оценку плотности тока депиннинга $j_p \sim j_L/\cos(\Delta_m\tau/\hbar)$, где $1/\tau$ – частота рассеяния на примесях в нормальном металле. Приведенные оценки конечно справедливы при условии $j_p < j_d$, откуда следует, что необычное связанное состояние в окрестности дефекта возможно только в достаточно "чистых" образцах, для которых $\Delta_0\tau/\hbar \gg 1$. В "грязном" случае ($\Delta_0\tau/\hbar \leq 1$) критические плотности тока j_L и j_p совпадают.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A7, A8, A9].

В третьей главе в квазиклассическом приближении развито описание диффузных гибридных структур сверхпроводник(S)–ферромагнетик(F) с неодносвязной геометрией, в которых сверхпроводящая и ферромагнитная подсистемы взаимодействуют друг с другом из-за эффекта близости. Изучены джозефсоновские свойства композитной SF среды, состоящей из сверхпроводящих гранул, размещенных регулярно или случайно в матрице ферромагнитного металла. Исследовано влияние размерных эффектов на формирование неоднородного состояния Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррелла (ЛОФФ) и фазовые переходы в низкоразмерных (2D) мезоскопических сверхпроводниках и сверхтекучем ультрахолодном Ферми газе с разбалансом населенностей двух сверхтонких состояний.

Во введении к третьей главе делается краткий обзор базовых механизмов (орбитального и парамагнитного), которые ответственны за сосуществование и конкуренцию сверхпроводящего и ферромагнитного состояний в гибридных SF системах с эффектом близости. Описаны основные проявления совместного влияния эффекта близости и обменного взаимодействия между F и S подсистемами, связанные с явлением π –сверхпроводимости [4], при котором устанавливается нетривиальная разность фаз π между соседними сверхпроводящими слоями.

В разделе 3.1 приведены уравнения Узаделя для усредненных по поверхности Ферми нормальной $G(\mathbf{r}, \omega)$ и аномальной $F(\mathbf{r}, \omega)$ функций Грина, используемые для описания гибридных SF структур в "грязном" (диффузном) пределе [4]. Уравнения Узаделя дополнены граничными условиями Куприянова–Лукичева на SF границе и уравнением самосогласования в S-слое, где потенциал спаривания $\Delta(\mathbf{r})$ отличен от нуля. Кроме того, в разделе описаны используемые в дальнейшем приближения и обозначения.

В разделе 3.2 изучаются неоднородные состояния и осцилляции Литтла-Паркса в цилиндрических SF структурах с эффектом близости (полый тонкостенный сверхпроводящий цилиндр с ферромагнитным заполнением (рис. 7а), сверхпроводящее кольцо на пластине ферромагнетика, тонкая сверхпроводящая полость в ферромагнитном металле). Влияние эффекта близости и обменного взаимодей-

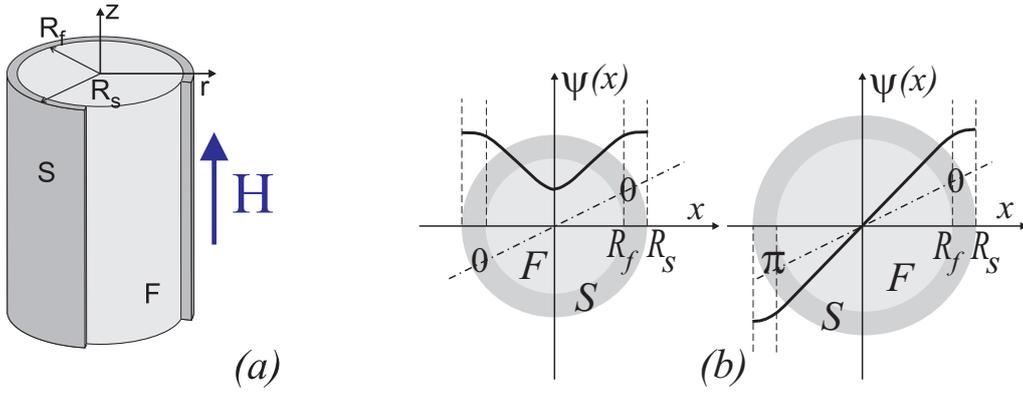


Рис. 7. (a) Схематичное изображение модельной SF структуры: тонкостенная сверхпроводящая оболочка вокруг ферромагнитного цилиндра радиуса R_f . (b) Качественное поведение парной волновой функции ψ в гибридной SF системе: слева – основное состояние с $L = 0$ ($\psi(r, \theta) = \psi(r, \theta + \pi)$); справа – основное состояние с $L = 1$ ($\psi(r, \theta) = -\psi(r, \theta + \pi)$).

ствия на свойства гибридной SF системы с неоднозначной геометрией показано на рис. 7b, где схематично изображено поведение парной волновой функции ψ в модельной гибридной системе, состоящей из полого сверхпроводящего цилиндра с ферромагнитным заполнением (рис. 7a). Основное состояние такой системы определяется соотношением между периодом осцилляций ψ в ферромагнетике ($\sim \xi_f = \sqrt{D_f/\hbar}$) и радиусом R_f . Здесь и далее $D_{f(s)}$ – коэффициент диффузии в F (S) металле в нормальном состоянии, а критическая температура сверхпроводящего перехода T_{c0} и обменное поле ферромагнетика h удовлетворяют условиям "грязного" предела: $l = v_F\tau \ll \xi_0$, $T_{c0}\tau \ll 1$ и $h\tau \ll 1$, где τ – характерное время упругого рассеяния электронов на немагнитных примесях, ξ_0 – длина когерентности при $T = 0$. Если $R_f < \xi_f$, то изменение парной волновой функции ψ вдоль радиуса цилиндра мало, а $\psi(R_f, \theta) = \psi(R_f, \theta + \pi)$ в силу симметрии, т.е. фазы сверхпроводящего параметра порядка в диаметрально противоположных точках S цилиндра совпадают, а волновая функция $\psi \sim \exp(iL\theta)$ характеризуется нулевым орбитальным моментом $L = 0$ (левая панель на рис. 7b). При $R_f \gtrsim \xi_f$, волновая функция ψ может обратиться в ноль на оси F цилиндра, что соответствует π сдвигу фазы волновой функции в диаметрально противоположных точках $\psi(R_f, \theta + \pi) = -\psi(R_f, \theta) = \psi(R_f, \theta) \exp(i\pi)$ (правая панель на рис. 7b), а волновая функция ψ характеризуется орбитальным моментом $L = 1$. Таким образом, эффект близости и обменное взаимодействие индуцируют сверхпроводящие состояния с ненулевой завихренностью $L \neq 0$, что увеличивает свободную энергию системы из-за орбитального эффекта. Конкуренция между обменным и орбитальным эффектами приводит к последовательным переключениям между состояниями с различным значением L и проявляется в немонотонной зависимости критической температуры T_c перехода SF системы в сверхпроводящее состояние от R_f и/или обменного поля h .

На основе линеаризованных уравнений Узаделя выполнены расчеты критической температуры фазового перехода второго рода T_c в неоднозначных SF образцах цилиндрической формы во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} = H\mathbf{z}_0$ вдоль оси

SF цилиндра. Уравнение относительно критической температуры T_c SF цилиндра имеет обычный вид $\ln(T_c/T_{c0}) = \Psi(1/2) - \text{Re} \Psi(1/2 + \Omega_{L\phi})$, где Ψ – дигамма функция, а параметр распаривания $\Omega_{L\phi}$ зависит от геометрии, параметров структуры (толщины цилиндрической оболочки $W = R_s - R_f \ll R_f$, длины когерентности $\xi_{s(n)} = \sqrt{D_{s(f)}/2\pi T_{c0}}$ и удельной проводимости $\sigma_{s(f)}$ в нормальном состоянии S(F) металла, прозрачности SF границы γ_b) и магнитного потока $\phi = \pi R_f^2 H / \Phi_0$ через F сердцевину. Для модельной структуры на рис. 7а параметр распаривания для моды с завихренностью L имеет вид:

$$\Omega_{L\phi} = \frac{1}{2} \frac{T_{c0}}{T_L} \xi_s^2 \left[\left(\frac{L + \phi}{R_f} \right)^2 + \frac{Q_{L\phi}}{W} \right], \quad Q_{L\phi} = \frac{\sigma_f / \sigma_s}{\gamma_b \xi_n + R_f / \kappa_{L\phi}} \quad (7)$$

учитывает подавление сверхпроводимости в тонкой S оболочке как из-за орбитального эффекта, так и вследствие влияния эффекта близости и обменного поля ферромагнетика. Параметр $\kappa_{L\phi}$ в (7) выражается через вырожденные гипергеометрические функции (функции Куммера). На рис. 8 показаны типичные зависимости критической температуры T_c от радиуса F цилиндра R_f для двух значений завихренности $L = 0$ и $L = 1$, нулевого внешнего поля ($\phi = 0$) и прозрачной SF границы ($\gamma_b = 0$). Выполненные расчеты подтверждают качественный вывод о том, что эффект близости и фазовый сдвиг парной волновой функции F_f из-за обменного взаимодействия может индуцировать неоднородные вихревые состояния в гибридном FS цилиндре. При приложении внешнего магнитного поля $\mathbf{H} = H\mathbf{z}_0$ вдоль оси SF цилиндра наблюдаются квантовые осцилляции критической температуры $T_c(H)$ (осцилляции Литтла–Паркса), соответствующие переходам между различными орбитальными модами сверхпроводящего параметра порядка $\Delta_L \sim \exp(iL\theta)$. Эффект близости и обменное взаимодействие приводят к нарушению строгой периодичности осцилляций Литтла–Паркса $T_c(H)$ и смещению основного максимума на зависимости $T_c(H)$ в область ненулевых значений внешнего магнитного поля H , причем величина смещения растет с увеличением характерного поперечного размера структуры (радиуса сверхпроводящего цилиндра). Уменьшение прозрачности барьера на SF границе стимулирует состояния с большими значениями орбитального момента L . Приведены оценки параметров гибридной системы, при которых возможна заметная модификация линии фазового перехода $T_c(H)$ и изучена возможность экспериментального наблюдения осцилляций T_c при изменении внешне-

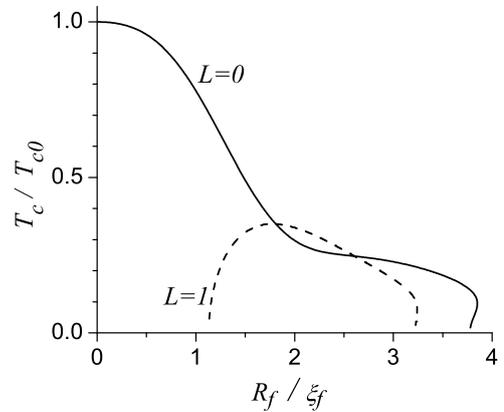


Рис. 8. Зависимость критической температуры T_c от радиуса F цилиндра R_f в отсутствие внешнего поля ($H = 0$) для двух значений завихренности $L = 0$ (сплошная линия) и $L = 1$ (пунктирная линия) [$W = 0.5\xi_s$; $\sigma_s/\sigma_f = 2.5$; $\xi_s/\xi_f = 0.265$; $\gamma_b = 0$].

го магнитного поля .

В разделе 3.3 исследуется вопрос о влиянии геометрической формы сверхпроводящих электродов на условия формирования π -состояния в джозефсоновской композитной среде (метаматериале), которая состоит из сверхпроводящих гранул, помещенных в ферромагнитный металл. Выполнены расчеты джозефсоновского тока в гибридных SFS системах, один или оба сверхпроводящих электрода которых имеют характерные размеры, сравнимые с масштабом затухания сверхпроводящих корреляций в ферромагнетике. В этих условиях толщина ферромагнитного зазора между различными участками электродов непостоянна, что, однако, не исключает возможность реализации в подобных диффузных гибридных системах π состояния. Положение перехода в неоднородное π состояние чрезвычайно чувствительно к минимальной толщине ферромагнитного зазора, разделяющего сверхпроводящие гранулы, в то время как конкретная форма и размеры электродов оказывают не такое существенное влияние. Подобный композитный материал, состоящий из большого числа сверхпроводящих частиц, размещенных регулярно или случайно, представляет собой распределенную сеть 0 и/или π джозефсоновских слабых связей, которая может обладать внутренней фрустрацией, созданной эффектом близости. Изменение температуры гибридной системы обеспечивает переход между 0 и π состояниями контактов, что позволяет контролировать возбуждение в композитной среде спонтанных вихревых токов, наблюдение которых в окрестности критической температуры T_c будет сильно затруднено, однако, сильными тепловыми флуктуациями.

В разделе 3.4 изучаются термодинамические проявления перехода между 0 и π состояниями в трехслойной гибридной SFS структуры с тонкими ($d_s \sim \xi_s$) S слоями, когда возможно заметное подавление сверхпроводящего параметра порядка Δ из-за эффекта близости. Используя приближенное аналитическое решение [27] нелинейных уравнений Узаделя, получено разложение Гинзбурга–Ландау (ГЛ) $F_{GL}^{0,\pi}(\Delta) = -a^{0,\pi} (1 - T/T_c^{0,\pi}) \Delta^2 + b^{0,\pi} \Delta^4/2$, коэффициенты $a^{0,\pi}$ и $b^{0,\pi}$ которого зависят от вида парной волновой функции в ферромагнетике, т.е. от типа состояния (0 или π), возникающего в SFS структуре (см. вставки на рис. 9). Температура T_0 , при которой свободные энергии $E^{0,\pi}(T) = F_{GL}^{0,\pi}(\Delta_{0,\pi})$ совпадают ($\Delta_{0,\pi}^2$ – равновесные значения сверхпроводящего параметра порядка в S слоях), определяет положение фазового перехода первого рода между 0 и π состояниями SFS структуры. При понижении температуры $T < T_0$ происходит скачок сверхпроводящего пара-

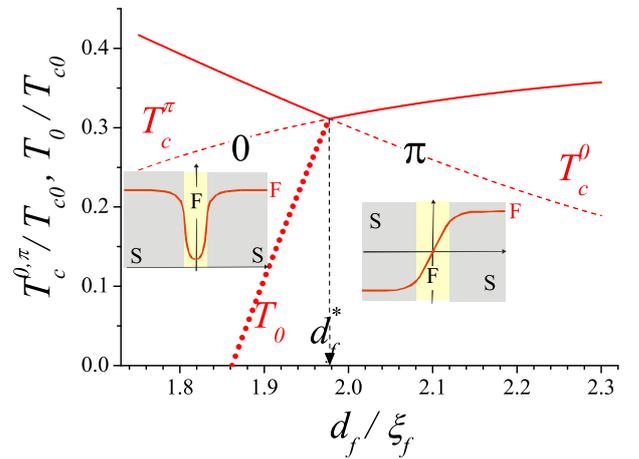


Рис. 9. Типичный вид фазовой диаграммы SFS структуры на плоскости переменных (T, d_f) (d_f – толщина F слоя). На вставках показан вид волновой функции куперовских пар в трехслойной SFS структуре: слева – 0 состояние; справа – π состояние.

метра порядка от значения Δ_0 (0–фаза), до значения Δ_π (π –фаза), соотношение между которыми определяется выражением $\Delta_\pi^2(T_0) = \Delta_0^2(T_0) \sqrt{b^0/b^\pi} < 1$. Подобное возвратное поведение сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(T)$ означает ухудшение экранирующих свойств SFS структуры и проявляется в резком увеличении эффективной глубины проникновения магнитного поля $\lambda(T) \sim 1/\Delta(T)$ при $T \leq T_0$, которое наблюдалось экспериментально ([A2]).

В разделе 3.5 изучается влияние размерных эффектов на квантовые осцилляции критической температуры перехода T_c сверхпроводящих и сверхтекучих Ферми систем в неоднородном ЛОФФ состоянии при изменении энергии Зеемана в сверхпроводниках или разбаланса населенностей сверхтонких состояний Ферми газа. Для описания квазидвумерных (тонкий S диск радиуса R в магнитном поле произвольной ориентации $\mathbf{H} = \mathbf{H}_\parallel + H_z \mathbf{z}_0$ или вращающийся с угловой скоростью $\mathbf{\Omega} = \Omega \mathbf{z}_0$ сверхтекучий ультрахолодный Ферми газ) используется модифицированный функционал Гинзбурга–Ландау $F = [\alpha(T - T_{c0}) + V(\mathbf{r})] |\psi|^2 - \beta |\mathbf{D}\psi|^2 + \gamma |\mathbf{D}^2\psi|^2$ [28], справедливый в окрестности трикритической точки Лифшица, где коэффициент β обращается в ноль. Здесь \mathbf{D} – калибровочно инвариантный оператор импульса в плоскости диска (или плоскости, перпендикулярной оси вращения Ферми газа \mathbf{z}_0), а ограниченность латеральных размеров сверхпроводящего (сверхтекучего) конденсата учитывается наложением дополнительных граничных условий на параметр порядка ψ ($\partial_r \psi = 0$ для $r = R$) или добавлением внешнего удерживающего потенциала $V(r)$ в функционал свободной энергии F . В области существования ЛОФФ неустойчивости коэффициенты $\beta, \gamma > 0$, и пространственная модуляция с волновым числом $k_0 = \sqrt{\beta/\gamma}$ уменьшает энергию системы. Неоднородные состояния с различной завихренностью L формируются в результате конкуренции обменного взаимодействия на масштабе k_0^{-1} , орбитального эффекта на масштабе магнитной длины $a_H = \sqrt{\hbar c/|e|H_z}$ (или на масштабе $a_\Omega = \sqrt{\hbar/M\Omega}$, где M – масса образующих конденсат атомов) и размерных эффектов из-за латеральной ограниченности образца. В мезоскопическом сверхпроводящем диске в продольном магнитном поле ($H_z = 0$) неоднородная ЛОФФ фаза способствует формированию вихревых состояний с $L \neq 0$, а переключения между модами ЛОФФ с различным значением углового момента (завихренности) L проявляются в осцилляциях критической температуры $T_c(H_\parallel)$ при изменении энергии Зеемана $\mu_B H_\parallel$. Одновременно, размерные эффекты подавляют квантовые осцилляции критической температуры $T_c(H_z)$ перехода системы из нормального состояния в сверхпроводящее, которые аналогичны осцилляциям Литтла–Паркса. В то же время расчеты критической температуры перехода T_c мезоскопического диска в сверхпроводящее ЛОФФ состояние свидетельствуют о возможности повышения температуры фазового перехода при увеличении перпендикулярной диску компоненты внешнего магнитного поля H_z . В случае Ферми газа увеличение амплитуды удерживающего потенциала $V(r)$ подавляет пространственные осцилляции сверхтекучего параметра порядка. При этом для достаточно больших значений амплитуды $V(r)$ наблюдается фазовый переход ультрахолодного Ферми газа в сверхтекучее состояние, стимулированный его вращением с угловой скоростью $\mathbf{\Omega}$.

Результаты третьей главы опубликованы в работах [A2, A10, A11, A12, A13, A14].

В четвертой главе развивается теория гибридных FS систем, состоящих из джозефсоновского контакта, помещенного в неоднородное поле однодоменных ферромагнитных частиц, расположенных в окрестности перехода. Ферромагнетик и сверхпроводник отделены тонким слоем изолятора, и эффект близости между ними отсутствует. Поля рассеяния ферромагнитных частиц (магнитных диполей) создают мелкомасштабную модуляцию джозефсоновской разности фаз, которая качественно изменяет транспортные свойства перехода.

Во введении к четвертой главе делается краткий обзор доступных способов формирования в джозефсоновском переходе фазовой модуляции с характерным пространственным масштабом существенно меньшим джозефсоновской длины λ_J . Обсуждается влияние такой фазовой модуляции на зависимость критического тока джозефсоновского пехода от внешнего магнитного поля и ток–фазовую характеристику контакта.

В разделе 4.1 изучается влияние эквидистантной цепочки однородно намагниченных ферромагнитных частиц на критический ток короткого джозефсоновского контакта с низкой прозрачностью на стыке двух тонких ($d \ll \lambda$) сверхпроводящих пленок (торцевой контакт). Используемый способ создания фазовой неоднородности основан на фундаментальном соотношении Джозефсона между калибровочно–инвариантной разностью фаз ϕ на переходе и захваченным магнитным потоком $\nabla\phi = (2\pi\Lambda_m/\Phi_0) [\mathbf{B} \times \mathbf{z}_0]$, где $\Lambda_m \simeq \Lambda = \lambda^2/d$ – магнитная толщина перехода, \mathbf{z}_0 – нормаль к плоскости контакта. Неоднородное магнитное поле цепочки частиц, расположенных на расстоянии a друг от друга, частично проникает внутрь перехода и вызывает модуляцию разности фаз $\phi^M(x)$ в области перехода на гармониках пространственной частоты $q_a = 2\pi/a$. Однородное внешнее магнитное поле H в плоскости контакта формирует дополнительную линейную зависимость джозефсоновской разности фаз ϕ от координаты x вдоль перехода: $\phi(x) = \phi^M(x) + px$, $p = 4\pi\Lambda^2 H/\Phi_0$. При выполнении условия резонанса $p = q_a n$ (n – целое) пространственной волны джозефсоновского тока $j \sim \sin(px)$ и периодического распределения разности фаз $\phi^M(x)$, создаваемой частицами в переходе, на полевой зависимости критического тока контакта $I_c(H)$ появляются дополнительные максимумы, ширина которых $\Delta H = \Phi_0/2\Lambda W$ определяется длиной перехода $W < \lambda_J$. Появление дополнительных максимумов на зависимости $I_c(H)$ является следствием эффекта соизмеримости, когда поток внешнего магнитного поля $\Phi_a = H S_a$ через элементарную ячейку $S_a = 2\Lambda \times a$, определяемую периодом a магнитной подсистемы, равен целому числу квантов магнитного потока Φ_0 : $\Phi_a = n\Phi_0$.

В разделе 4.2 изучаются свойства гибридной системы сверхпроводник – ферромагнетик, состоящей из джозефсоновского перехода с поперечной (overlap) геометрией, помещенного в неоднородное магнитное поле одиночной ферромагнитной частицы, однородно намагниченной в плоскости контакта и расположенной

на тонком ($d \ll \lambda$) верхнем сверхпроводящем электроде контакта, как показано на рис. 10. Механизм формирования неоднородного распределения разности фаз в коротком ($\lambda \ll W \ll \Lambda, \lambda_J$) джозефсоновском переходе с квадратным ($W \times W$) поперечным сечением включает образование в верхнем электроде пары вихрей

Абрикосова противоположного направления, расположение которых определяется ферромагнитной частицей. Полагая, что расстояние между вихрем и антивихрем $|\mathbf{r}_v - \mathbf{r}_a| = p$ заметно превышает длину когерентности ξ , учтем только электродинамический механизм подавления критического тока вихрями Абрикосова [29], возникающий из-за координатной зависимости калибровочно-инвариантной разности фаз $\phi(\mathbf{r})$. Распределение $\phi(\mathbf{r})$ описывается

двумерным уравнением Лапласа $\Delta\phi = 0$, которое следует дополнить условием $\text{rot}_z(\nabla\phi) = 2\pi \sum_k [\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a^k) - \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_v^k)]$, фиксирующим циркуляцию фазы в окрестности точек $\mathbf{r}_{a,v}$ из-за присутствия сингулярностей (вихрей), и граничными условиями $\partial_x\phi(x=0, W) = 0$, $\partial_y\phi(y=0) = 0$, $\phi(y \rightarrow \infty) = 0$. Вычисляемая таким образом калибровочно-инвариантная разность фаз в переходе $\phi(\mathbf{r})$ определена с точностью до аддитивной константы φ_ϕ , которая устанавливает разность фаз между электродами контакта далеко от области фазовой неоднородности $I(\varphi) = j_c \int_{S_j} d\mathbf{r} \sin(\varphi + \phi(\mathbf{r})) = I_c \sin(\varphi - \varphi_\phi)$. Таким образом, меняя магнитное состояние частицы и, тем самым, изменяя распределение $\phi(\mathbf{r})$, можно модифицировать ток-фазовую зависимость джозефсоновского контакта в такой гибридной FS структуре, вводя дополнительный фазовый сдвиг φ_ϕ . На рисунке 10b приведены результаты расчетов равновесного распределения разности фаз в плоскости перехода $\phi(\mathbf{r}) + \varphi_\phi$ для джозефсоновского контакта, в верхнем электроде которого сформирована пара вихрь-антивихрь. При превышении расстояния между вихрями p своего критического значения $p^* \simeq 0.56W$ состояние с минимальной энергией Джозефсона достигается при дополнительном фазовом сдвиге $\varphi_\phi = \pi$. Это сопровождается таким же фазовым сдвигом джозефсоновской разности фаз между электродами контакта $\varphi = \pi$ в отсутствие сверхтока через контакт, т.е. формированием π контакта.

В разделе 4.3 изучаются эффекты соизмеримости в гибридной системе сверхпроводник – ферромагнетик, состоящей из джозефсоновского перехода на тонком ($d \ll \lambda$) верхнем сверхпроводящем электроде которого, размещена квадратная решетка ($a \times a$) эллиптических частиц, однородно намагниченных в плоскости контакта. Механизм взаимодействия магнитной и сверхпроводящей под-

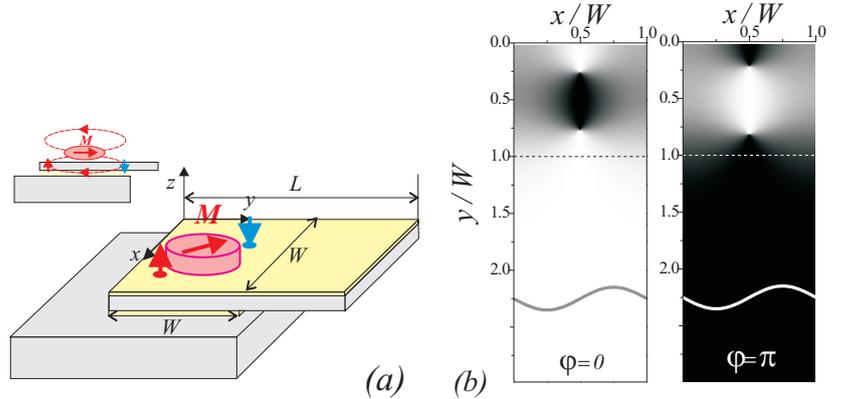


Рис. 10. (a) Схематичное изображение джозефсоновского контакта с ферромагнитной частицей. Пара вихрь-антивихрь показана вертикальными стрелками. (b) Распределение $\cos(\phi(\mathbf{r}) + \varphi_\phi)$, создаваемое парой вихрь-антивихрь в переходе для двух близких значений расстояния между вихрями: $p = 0.5W < p^*$ – слева; $p = 0.6W > p^*$ – справа.

систем аналогичен рассмотренному в предыдущем разделе: каждая магнитная частица создает в верхнем электроде пару вихрей Абрикосова с противоположным направлением завихренности, смещенных на расстояние $2p < a$ вдоль оси x друг от друга. Создаваемое квадратной решеткой пар вихрь–антивихрь распределение джозефсоновской разности фаз $\phi^M(x, y) = -q_a \phi_p y + \tilde{\phi}^M(x, y)$, где $q_a = 2\pi/a$ – волновое число обратной решетки, $\phi_p = 2p/a$, а слагаемое $\tilde{\phi}^M$ быстро осциллирует с периодом решетки магнитных частиц a и нулевым средним значением. Согласно соотношению Джозефсона градиент $\langle \partial_y \phi^M \rangle = -q_a \phi_p$ соответствует среднему по элементарной ячейке встроенному магнитному полю $\mathbf{H}_{in} = H_{in} \mathbf{x}_0 = -H_a \phi_p \mathbf{x}_0$, которое локализовано в области перехода и направлено вдоль вектора намагниченности частиц \mathbf{M} . Здесь $H_a = \Phi_0/S_a$ – характерное поле, обеспечивающее один квант магнитного потока Φ_0 через сечение $S_a = \Lambda \times a$. Таким образом, кроме ожидаемой модуляции с периодом a , распределение $\phi^M(x, y)$ имеет отличный от нуля средний градиент фазы $\langle \partial_y \phi^M \rangle$. Если параллельно плоскости перехода дополнительно приложено внешнее однородное магнитное поле $\mathbf{H} = H \mathbf{x}_0 \parallel \mathbf{M}$, то распределение разности фаз в контакте удобно представить в следующем виде: $\phi^M(x, y, H) = \tilde{\phi}^M(x, y) - (2\pi \Lambda B / \Phi_0) y + \varphi_0$, где $B = H + H_{in}$ – амплитуда эффективного магнитного поля в плоскости контакта, а φ_0 – константа интегрирования, зависящая от величины протекающего через контакт тока. Из вида распределения $\phi^M(x, y, H)$ можно качественно понять основные особенности зависимости критического тока перехода в поле массива магнитных частиц от внешнего магнитного поля \mathbf{H} . Мелкомасштабные осцилляции разности фаз $\tilde{\phi}^M(x, y)$ вызывают соответствующие знакопеременные колебания джозефсоновского тока $j_c \sin(\tilde{\phi}^M)$. Максимальный вклад от осциллирующего слагаемого $\tilde{\phi}^M$ в полный ток $I = j_c \int_{S_J} dx dy \sin[\phi^M(x, y, H)]$ соответствует таким значениям магнитного потока, создаваемого полем B через сечение S_a , при которых периоды колебаний $\tilde{\phi}^M(x, y)$ и $\sin(2\pi \Lambda y B / \Phi_0)$ оказываются соизмеримыми: $2\pi \Lambda B / \Phi_0 = q_a n$ ($n = 0, \pm 1 \dots$). Из последнего равенства легко получить, что заметное увеличение критического тока контакта I_c происходит при выполнении резонансного условия: $H/H_a = n + \phi_p$. Тогда легко получить, что доминирующий максимум критического тока (n -пик соизмеримости I_c^n) возникает, когда магнитный поток $\Phi_a = H S_a$ внешнего поля \mathbf{H} через сечение S_a удовлетворяет условию $\Phi_a = \Phi_n$, где $\Phi_n = \Phi_0(n + \phi_p)$. Таким образом, относительное расположение двух соседних главных максимумов на кривой $I_c(H)$ соответствует такому изменению внешнего поля H , при котором магнитный поток Φ_a увеличивается или уменьшается на квант потока Φ_0 . Присутствие встроенного магнитного поля H_{in} приводит к смещению дифракционных пиков и нарушает симметрию кривой $I_c(H)$ относительно инверсии внешнего магнитного поля: $I_c(-H) \neq I_c(H)$. Как следствие, традиционный для фраунгоферовой картины центральный пик при $H = 0$ исчезает, а положение и относительная высота доминирующих боковых максимумов I_c^n зависят от параметра ϕ_p , т.е. от относительного размера $2p/a$ пары вихрь–антивихрь. Указанные качественные особенности дифракционной кривой $I_c(H)$ хорошо согласуются с численными расчетами дифракционной картины $I_c(\phi_a)$, где $\phi_a = \Phi_a/\Phi_0$,

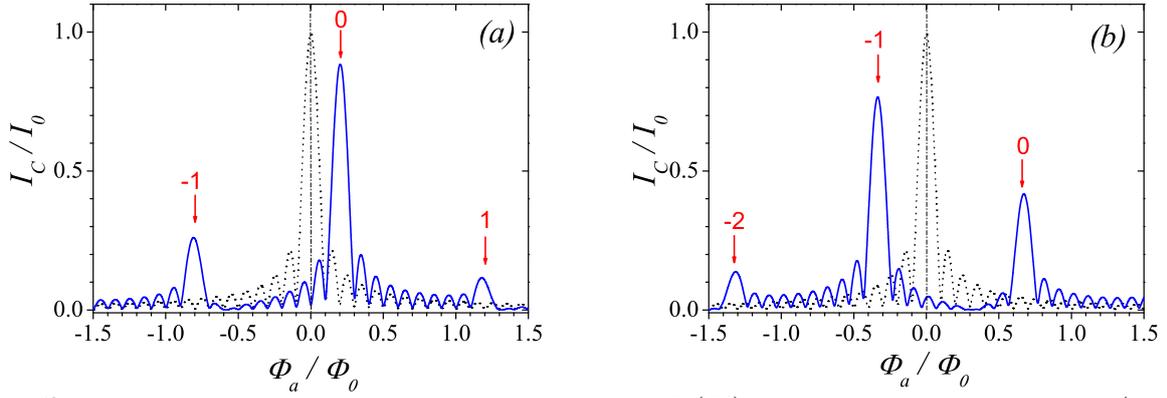


Рис. 11. Зависимость критического тока контакта $I_c(H)$ с квадратной решеткой ($a \times a$) пар вихрь-антивихрь в верхнем электроде: (a) – $2p = a/5$; (b) – $2p = 2a/3$ ($W = 10a$). Пунктиром показана зависимость $I_c(H)$ контакта без вихрей ($I_0 = j_c W^2$). Стрелками показано положение максимумов I_c^n , удовлетворяющих условию $\Phi_a = \Phi_n = \Phi_0(n + 2p/a)$. Цифрами показан номер соответствующего пика соизмеримости n .

(см. рис. 11) и результатами экспериментального исследования влияния массива магнитных частиц на полевую зависимость критического тока джозефсоновского контакта [A15, A16].

В разделе 4.4 представлен краткий обзор результатов экспериментальных исследований влияния ферромагнитных частиц на свойства джозефсоновского перехода.

Результаты четвертой главы опубликованы в работах [A1, A15, A16, A17, A18, A19, A20].

В пятой главе изучаются особенности эффекта близости и дальнедействующий эффект Джозефсона в гибридных SFS структурах с баллистическим типом проводимости.

Во введении к пятой главе делается краткий обзор экспериментальных свидетельств эффекта дальнего действия в гибридных SFS структурах, когда сверхпроводящие корреляции проникают в ферромагнетик на аномально большую глубину, а интерференционный механизм затухания волновой функции куперовских пар вглубь ферромагнетика при отходе от SF границы оказывается подавленным. Эффект деструктивной интерференции волновых функций куперовских пар в ферромагнетике с обменным полем \mathbf{h} можно понять, рассматривая квантовую механику квазичастичных возбуждений. В ферромагнетике волновые вектора квазичастиц с энергией $\varepsilon \ll E_{ex} \ll \varepsilon_F$ и противоположным направлением проекции спина отличаются на величину $\delta q = q_{u\uparrow(\downarrow)} - q_{v\downarrow(\uparrow)}$, так что $|\delta q| \simeq 2E_{ex}/\hbar V_F$, а знак δq определяется спиновой структурой 2-х компонентной волновой функции $\hat{\psi} = (u, v)$ относительно направления обменного поля. Отличие волновых векторов δq приводит на траектории длиной L к появлению разности фаз $\gamma \sim \delta q L$ между электронной (u) и дырочной (v) частями волновой функции $\hat{\psi}$. Поскольку вычисление любых измеряемых величин (плотности тока, кондактанса, и т.д.) предполагает усреднение по различным траекториям, т.е. вычисление суперпози-

ции быстро осциллирующих вкладов $uv^* \sim e^{i\gamma}$ от разных траекторий, подобная дефазировка u и v компонент волновой функции $\hat{\psi}$ приводит к деструктивной интерференции электронных и дырочных состояний в металле на характерной длине дефазировки $\xi_h \sim 1/|\delta q|$, и затуханию сверхпроводящих корреляций порядка вглубь ферромагнетика на масштабе ξ_h . Обсуждаются различные способы и механизмы компенсации разности фаз γ , когда деструктивная интерференция подавлена и реализуется дальнедействующий эффект Джозефсона.

В разделе 5.1 приведены квазиклассические уравнения, используемые для вычисления джозефсоновского тока в баллистических ("чистых") гибридных SFS структурах. Показано, что спин-зависимый сдвиг фаз γ между электронной и дырочной частями волновой функции в ферромагнетике с произвольным распределением обменного поля \mathbf{h} вдоль некоторой квазиклассической траектории определяется синглетной частью f_s аномальной квазиклассической функции Грина $f = f_s + \mathbf{f}_t \hat{\sigma}$ ($\hat{\sigma}$ – вектор матриц Паули), для вычисления которой можно воспользоваться линеаризованными уравнениями Эйленбергера для нулевой мацубаровской частоты.

В разделе 5.2 в качестве демонстрации используемого подхода рассматривается джозефсоновский транспорт через ферромагнитный бислой толщиной $d = d_1 + d_2 \ll \xi_s$ при произвольном угле α разориентации направления обменного поля \mathbf{h} в слоях. В симметричном случае ($d_1 = d_2$) дальнедействующая составляющая джозефсоновского тока $I_1^{LR} = I_{c1}^{LR} \sin^2(\alpha/2) \sin \varphi$ не зависит от толщины ферромагнитного бислоя d и сохраняется при любом $\alpha \neq 0$. Эффект дальнедействия для второй гармоники ток-фазового соотношения $I = I_1 + I_2 + \dots = I_{c1} \sin \varphi + I_{c2} \sin(2\varphi) + \dots$ в таком SFS переходе наблюдается и при $d_1 \neq d_2$ и $d_{1,2} \gg \xi_h$.

В разделе 5.3 изучается новый механизм появления дальнедействующих сверхпроводящих корреляций в ферромагнитных наноструктурах с однородной в пространстве намагниченностью. Необходимое для дальнедействия изменение эффективного обменного поля \mathbf{h} вдоль произвольной квазиклассической траектории появляется при многократных зеркальных отражениях от свободной поверхности однодоменного ферромагнетика из-за спин-орбитального взаимодействия, которое приводит к зависимости обменного поля от направления импульса квазичастицы: $\hat{H}_{ex} = \mathbf{h}(\mathbf{k}) \hat{\sigma}$, $\mathbf{h}(\mathbf{k}) = \mathbf{h}_0 + \beta_{so}(\mathbf{h}_0, \mathbf{k})\mathbf{k}/k_F^2$. Здесь \mathbf{h}_0 – псевдовектор, связанный с магнитным моментом \mathbf{M} ферромагнетика, а β_{so} – константа, определяемая спин-орбитальным взаимодействием (рис. 12). Для вычисления спин-зависимого сдвига фаз γ между электронной и дырочной частями волновой функции на некоторой ква-

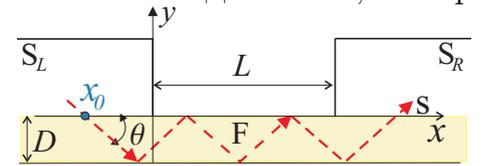


Рис. 12. Схематичное изображение квазидвумерного SFS джозефсоновского перехода длиной $L \ll \xi_s$, образованного ферромагнитным слоем с толщиной D . Траектория квазичастиц показана штриховой линией.

зиклассической траектории s использовались линеаризованные уравнения Эйленбергера $-i\hbar V_F \partial_s f_s + 2\mathbf{h}\mathbf{f}_t = \epsilon(k) f_s$, $-i\hbar V_F \partial_s \mathbf{f}_t + 2f_s \mathbf{h} = \epsilon(k) \mathbf{f}_t$ с обменным полем $\mathbf{h}(s) \simeq \mathbf{x}_0 h_0 + \mathbf{y}_0 h_y(s)$ ($h_y \ll h_0$), которое меняется с периодом $s_\theta = 2D/\sin \theta$. Для

блеховского решения $(f_s, \mathbf{f}_t) = \exp(iks) (f_{sk}, \mathbf{f}_{tk})$ ($f_{sk}(s + s_\theta) = f_{sk}(s)$, $\mathbf{f}_{tk}(s + s_\theta) = \mathbf{f}_{tk}(s)$) с $k = 0$ и $\epsilon = 0$ сдвиг фаз между электронной и дырочной частями волновой функции γ на квазиклассической траектории s , содержащей целое число периодов s_θ , обращается в нуль. Такое решение возможно, если волновое число $Q = 1/\xi_h = 2h_0/\hbar V_F$ ($\hbar Q \simeq \hbar |q_{u\uparrow(\downarrow)} - q_{v\downarrow(\uparrow)}|$ – величина суммарного импульса куперовской пары в ферромагнетике) оказывается равным какому-либо из волновых чисел обратной решетки $q_m = \pi(2m + 1) \sin \theta/D$ ($m = 0, \pm 1, \dots$), т.е. в условиях резонанса Брэгга. Это решение и обеспечивает дальнедействующий вклад в сверхток через переход. Для температур $T \approx T_c$ амплитуда I_{c1}^{LR} дальнедействующей составляющей первой гармоники ток–фазового соотношения выражается в виде суммы по системе резонансных углов θ_m ($\sin \theta_m = 2h_0 D/\pi \hbar V_F(2m + 1)$)

$$I_{c1}^{LR} = a_1 \frac{\sqrt{2\pi} \hbar V_F \beta_{so}}{h_0 D} \sum_{m \geq m^*} \sin^3 \theta_m \cos \theta_m, \quad a_1 = \frac{e T_c}{8 \hbar} N \left(\frac{\Delta}{T_c} \right)^2$$

и представляет собой осциллирующую функцию безразмерной толщины D/ξ_h . Здесь Δ – зависящий от температуры сверхпроводящий параметр порядка в электродах контакта, фактор N определяется числом поперечных мод в переходе площадью S , а m^* – наименьшее целое число или ноль, удовлетворяющее условию $2m^* + 1 \geq D/\pi \xi_h$. В пределе $D \gg \hbar V_F/2h_0$ резонансные углы θ_m плотно расположены в диапазоне $0 < \theta_m < \pi/2$, и $I_{c1}^{LR} \simeq a_1 \sqrt{2} \beta_{so}/3$. Существование такой дальнедействующей компоненты сверхтока быть весьма чувствительно как к любым нарушениям геометрии, так и к возможному беспорядку, при учете которых набег фаз γ не обращается точно в нуль. К аналогичному эффекту приводит и нарушение периодичности обменного поля из-за отклонения от зеркального отражения траекторий от поверхности провода, которое смешивает моды с $\epsilon = 0$ и различными кваимпульсами, нарушая полную компенсацию набег фаз γ . Поэтому эффект дальнего действия для первой гармоники ток–фазового соотношения может быть заметно подавлен. Однако, как и в случае ферромагнитного бислоя, эффект дальнего действия сохраняется для высших четных гармоник джозефсоновского тока.

В разделе 5.4 предлагается способ управления критическим током слабой баллистической SFS связи между с помощью создания в ферромагнетике на расстояниях $d_1, d_3 \gg \xi_h$ от сверхпроводящих контактов мелкомасштабной неоднородности обменного поля, которая изменяет спиновое состояние распространяющихся куперовских пар на противоположное, вызывая рассеяние с переворотом спинов электронов. Практически это соответствует формированию вблизи середины однородного баллистического ферромагнитного канала длиной $d = d_1 + d_2 + d_3 \ll \xi_s$ домена толщиной $d_2 \sim \xi_h$ с иным направлением обменного поля, например, при помощи магнитного зонда обменно–силового микроскопа.

Для качественного описания механизма дальнего действия при рассеянии куперовских пар с переворотом спинов, удобно ввести новые функции $f_\pm = f_s \pm f_{tx}$, образованные из компонент аномальной функции Грина f . Функции f_\pm описывают

пары с нулевой суммарной проекцией спина на ось квантования x и обращенной (инвертированной) спиновой структурой. В однородном обменном поле $\mathbf{h} = h\mathbf{x}_0$ уравнения Эйленбергеера для функций f_{\pm} имеют вид $\mp i\hbar V_F \partial_s f_{\pm} + 2hf_{\pm} = 0$ и легко решаются вдоль произвольной траектории t . После первого однородного F слоя толщиной d_1 функции f_{\pm} приобретают дополнительный фазовый множитель: $f_{\pm}(s_{d_1}) = e^{\mp iQs_{d_1}} f_s(0)$ ($Q = 1/\xi_h$). Если неоднородность, выполняющая функции рассеивателя, отсутствует ($d_2 = 0$), то синглетная компонента функции f на правом электроде $s = s_d$ определяются соотношением $f_s(s_d) = f_s(0) \cos(Qs_d)$, и при усреднении по траекториям происходит сильное интерференционное подавление $\langle f_s(s_d) \rangle$ и критического тока слабой связи. Присутствие домена d_2 (рассеивателя) с иным неколлинеарным направлением обменного поля приводит к "запутыванию" компонент f_+ и f_- , так что $f_{\pm}(s_{d_1} + s_{d_2}) = a_{\pm} e^{-iQs_{d_1}} + b_{\pm} e^{+iQs_{d_1}}$ ($s_{d_2} \ll \pi/Q, s_{d_1}$), где коэффициенты a_{\pm} и b_{\pm} зависят от параметров рассеивателя (толщины домена d_2 , угла поворота обменного поля в домене α). При симметричном расположении домена d_2 точно в центре слабой связи ($d_1 = d_3$) амплитуда синглетной компоненты $f_s(s_d)$ содержит слагаемое $(a_- + b_+)/2$, для которого суммарный набег фаз γ в ферромагнетике близок к нулю, и деструктивный эффект обменного поля мал или отсутствует. Таким образом, синглетная компонента f_s аномальной функции Грина в ферромагнетике с локализованной неоднородностью обменного поля в середине структуры будет затухать на том же расстоянии $\xi_n = \sqrt{D_f/2\pi T_{c0}} \gg \xi_h$, что и в немагнитном металле. Это свидетельствует о появлении дальнедействующего джозефсоновского транспорта в рассматриваемой гибридной SFS системе.

На рисунке 13 показаны зависимости критического тока I_{c1}^{LR} от толщины центрального домена d_2 для нескольких значений смещения 90° -домена относительно центра слабой связи. Расчеты выполнены для ступенчатого профиля обменного поля (обменное поле $\mathbf{h} = h(\mathbf{x}_0 \cos \alpha + \mathbf{y}_0 \sin \alpha)$) повернуто на угол α относительно оси квантования x), решая уравнения Эйленбергеера методом трансфер-матрицы. Отметим, что при симметричном расположении домена d_2 амплитуда первой гармоники $I_1^{LR} < 0$, т.е. для дальнедействующей компоненты джозефсоновского тока рассматриваемая SFS структура

представляет собой π -контакт. Легко видеть, что I_{c1}^{LR} значительно превосходит значение критического тока для аналогичной SFS структуры с однородным обменным полем ($d_2 = 0$), так что можно говорить об заметном усилении джозефсоновского транспорта при формировании мелкомасштабной неоднородности обменного поля вблизи центра слабой связи. При смещении домена d_2 из центра

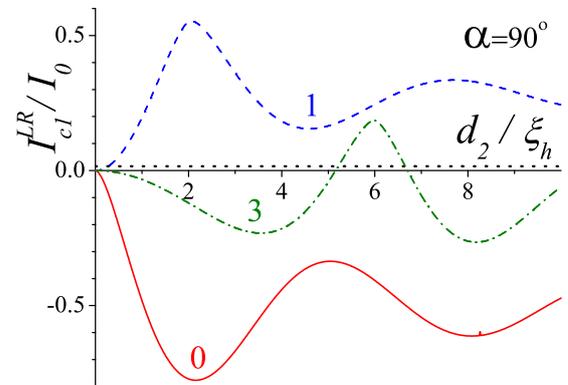


Рис. 13. Зависимость критического тока $I_{c1}^{LR}(d_2)$. Цифра рядом с кривой обозначает значение x_0/ξ_h . Точечной линией показано значение I_c в однородном канале ($d_2 = 0$) [$T = 0.9T_c$; $d = 50\xi_h$; $I_0 = (eT_c N/8\hbar) (\Delta/T_c)^2$].

структуры ($x_0 = (d_1 - d_3)/2 \neq 0$) наблюдается последовательность переходов контакта из 0 в π состояние и обратно. Отметим чрезвычайную чувствительность критического тока к расположению центрального домена: первое обращение в ноль коэффициента I_1^{LR} происходит уже при $x_0 \simeq 0.5\xi_h$. В этом случае доминирующей становится вторая гармоника джозефсоновского тока I_2 , для которой также характерно дальнедействующее поведение. Анализа влияния плавности профиля $\mathbf{h}(x)$ на эффект дальнего действия показал, что критический ток перехода слабо зависит от профиля обменного поля, пока ширина доменной стенки $w \lesssim (2 - 3)\xi_h$. Сильная зависимость дальнедействующей компоненты сверхтока и критического тока SFS перехода от положения и размера рассеивающего домена позволяет как модифицировать ток–фазовое соотношение $I(\varphi)$ и вольт–амперную характеристику джозефсоновского контакта, так и обеспечивает необходимую для любого наноэлектромеханического устройства связь между электронными и механическими степенями свободы такой гибридной системы.

Результаты пятой главы опубликованы в работах [A21, A22].

В конце каждой из глав приведены основные результаты и выводы. В приложения вынесен ряд поясняющих вычислений.

В Заключение сформулированы основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту.

Список публикаций автора по теме диссертации

- A1. Самохвалов, А. В. Свойства джозефсоновских переходов в неоднородном поле ферромагнитных частиц / А. В. Самохвалов, С. Н. Вдовичев, Б. А. Грибков и др. // Письма в ЖЭТФ. — 2012. — Т. 95. — С. 113–123.
- A2. Pompeo, N. Thermodynamic nature of the $0 - \pi$ quantum transition in superconductor/ferromagnet/superconductor trilayers / N. Pompeo, K. Torokhtii, C. Cirillo et al. // Phys. Rev. B. — 2014. — Vol. 90. — P. 064510.
- A3. Buzdin, A. Crossover between magnetic vortex attraction and repulsion in thin films of layered superconductors / A. Buzdin, A. Mel'nikov, A. Samokhvalov et al. // Phys. Rev. B. — 2009. — Vol. 79. — P. 094510.
- A4. Samokhvalov, A. Crossover between magnetic vortex attraction and repulsion in thin films of layered superconductors / A. Samokhvalov, D. Savinov, A. Mel'nikov, A. Buzdin // Phys. Rev. B. — 2010. — Vol. 82. — P. 104511.
- A5. Samokhvalov, A. Attraction between pancake vortices and vortex molecules formation in the crossing lattices in thin films of layered superconductors / A. Samokhvalov, A. Mel'nikov, A. Buzdin // Phys. Rev. B. — 2012. — Vol. 85. — P. 184509.

- A6. Buzdin, A. Vortex Molecules in Thin Films of Layered Superconductors / A. Buzdin, A. Mel'nikov, A. Samokhvalov // J. Supercond. Nov. Magn. — 2013. — Vol. 26. — P. 2853—2857.
- A7. Mel'nikov, A. S. Electronic structure of vortices pinned by columnar defects / A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov, M. N. Zubarev // Phys. Rev. B. — 2009. — Vol. 79. — P. 134529.
- A8. Mel'nikov, A. S. Abrikosov vortex escape from a columnar defect as a topological electronic transition in vortex core / A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov // Письма в ЖЭТФ. — 2011. — Т. 94. — С. 823–827.
- A9. Mel'nikov, A. Topological Electronic Transitions in Vortex Cores in Type-II Superconductors / A. Mel'nikov, A. Samokhvalov, M. Silaev // J. Supercond. Nov. Magn. — 2013. — Vol. 26. — P. 2847–2850.
- A10. Samokhvalov, A. V. Vortex States Induced by Proximity Effect in Hybrid Ferromagnet-Superconductor Systems / A. V. Samokhvalov, A. Mel'nikov, A. Buzdin // Phys. Rev. B. — 2007. — Vol. 76. — P. 184519.
- A11. Samokhvalov, A. V. Little–Parks oscillations in hybrid ferromagnet–superconductor systems / A. V. Samokhvalov, A. Mel'nikov, P. Ader, A. Buzdin // Phys. Rev. B. — 2009. — Vol. 79. — P. 174502.
- A12. Samokhvalov, A. V. Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov states and quantum oscillations in mesoscopic superconductors and superfluid ultracold Fermi gases / A. V. Samokhvalov, A. Mel'nikov, A. Buzdin // Phys. Rev. B. — 2010. — Vol. 82. — P. 174514.
- A13. Samokhvalov, A. V. Josephson current and π -state in a ferromagnet with embedded superconducting nanoparticles / A. V. Samokhvalov, A. Buzdin // Supercond.Sci.Technol. — 2011. — Vol. 24. — P. 024003.
- A14. Samokhvalov, A. Quantum Oscillations and π -states in Multiply Connected Ferromagnet-Superconductor Hybrids / A. Samokhvalov, A. Mel'nikov, A. Buzdin // J. Supercond. Nov. Magn. — 2013. — Vol. 26. — P. 2851–2852.
- A15. Fraerman, A. A. Commensurability effects in overlap Josephson junctions coupled with a magnetic dots array / A. A. Fraerman, S. A. Gusev, Y. N. Nozdrin et al. // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 73. — P. 100503.
- A16. Vdovichev, S. N. Properties of Josephson junctions in the inhomogeneous magnetic field of a system of ferromagnetic particles / S. N. Vdovichev, B. A. Gribkov, S. A. Gusev et al. // JMMM. — 2006. — Vol. 300. — P. 202–205.

- A17. Самохвалов, А. В. Максимальный сверхток джозефсоновского перехода в поле магнитных частиц / А. В. Самохвалов // Письма в ЖЭТФ. — 2003. — Т. 78. — С. 822–826.
- A18. Самохвалов, А. В. Эффекты соизмеримости в туннельном джозефсоновском переходе в поле массива магнитных частиц / А. В. Самохвалов // ЖЭТФ. — 2007. — Т. 131. — С. 500–510.
- A19. Samokhvalov, A. V. Current-phase relation in a Josephson junction coupled with a magnetic dot / A. V. Samokhvalov // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 80. — P. 134513.
- A20. Fraerman, A. A. Magnetization controlled effects in overlap Josephson junctions coupled with submicron magnetic dots / A. A. Fraerman, B.A.Gribkov, S. A. Gusev et al. // J. of Physics: Conference Series. — 2008. — Vol. 97. — P. 012233.
- A21. Mel'nikov, A. S. Interference Phenomena and Long-Range Proximity Effect in Clean Superconductor–Ferromagnet Systems / A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov, S. M. Kuznetsova, A. I. Buzdin // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 109. — P. 237006.
- A22. Samokhvalov, A. V. Stimulation of a Singlet Superconductivity in SFS Weak Links by Spin-Exchange Scattering of Cooper Pairs / A. V. Samokhvalov, A. I. Buzdin, R. I. Shekhter // Scientific Reports. — 2014. — Vol. 4. — P. 05671.

Список цитированной литературы

1. Бароне, А. Эффект Джозефсона: физика и применение / А. Бароне, Д. Патерно. — Москва: Мир, 1984. — С. 640.
2. Likharev, K. K. Superconducting weak links / K. K. Likharev // Rev. Mod. Phys. — 1979. — Vol. 51. — P. 101–160.
3. Golubov, A. A. The current-phase relation in Josephson junctions / A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, E. Il'ichev // Rev. Mod. Phys. — 2004. — Vol. 76. — P. 411–469.
4. Buzdin, A. I. Proximity effects in superconductor–ferromagnet heterostructures / A. I. Buzdin // Rev. Mod. Phys. — 2005. — Vol. 77. — P. 935–976.
5. Bergeret, F. S. Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor–ferromagnet structures / F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov // Rev. Mod. Phys. — 2005. — Vol. 77. — P. 1321–1373.

6. Titov, M. Josephson effect in ballistic graphene / M. Titov, C. W. J. Beenakker // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 74. — P. 041401.
7. Heersche, H. B. Bipolar supercurrent in graphene / H. B. Heersche, P. Jarillo-Herrero, J. B. Oostinga et al. // Nature. — 2007. — Vol. 446. — P. 56–59.
8. Тарасов, М. Семейство сверхпроводниковых устройств на основе графена / М. Тарасов, Н. Линдвалл, Л. Кузьмин, А. Юргенс // Письма в ЖЭТФ. — 2011. — Т. 94. — С. 353–356.
9. Буздин, А. И. Осцилляции критического тока в зависимости от обменного поля и толщины ферромагнитного металла (F) в джозефсоновском контакте S-F-S / А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, С. В. Панюков // Письма в ЖЭТФ. — 1982. — Т. 35. — С. 147—148.
10. Ryazanov, V. V. Coupling of Two Superconductors through a Ferromagnet: Evidence for a π Junction / V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Y. Rusanov et al. // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 86. — P. 2427—2430.
11. Wang, J. Interplay between superconductivity and ferromagnetism in crystalline nanowires / J. Wang, M. Singh, M. Tian et al. // Nature Physics. — 2010. — Vol. 6. — P. 389–394.
12. Изюмов, Ю. А. Конкуренция сверхпроводимости и магнетизма в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник / Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Прошин, М. Хусаинов // УФН. — 2002. — Т. 172. — С. 113–154.
13. Н.Булаевский, Л. Сверхпроводящая система со слабой связью с током в основном состоянии / Л. Н.Булаевский, В. В. Кузий, А. А. Собянин // Письма в ЖЭТФ. — 1977. — Т. 25. — С. 314—318.
14. Frolov, S. M. Imaging spontaneous currents in superconducting arrays of π -junctions / S. M. Frolov, M. J. A. Stoutimore, T. A. Crane et al. // Nature Physics. — 2008. — Vol. 4. — P. 32–36.
15. Jung, P. Progress in superconducting metamaterials / P. Jung, A. Ustinov, S. Anlage // SUST. — 2011. — Vol. 27. — P. 024001.
16. Chang, J. Magnetic state control of ferromagnetic nanodots by magnetic force microscopy probe / J. Chang, V. L. Mironov, B. A. Gribkov et al. // J. Appl. Phys. — 2006. — Vol. 100. — P. 104304.
17. Blatter, G. Vortices in high-temperature superconductors / G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein et al. // Rev. Mod. Phys. — 1994. — Vol. 66. — P. 1125–1388.

18. Pearl, J. Current distribution in superconducting films carrying quantized fluxoids / J. Pearl // *Appl. Phys. Lett.* — 1964. — Vol. 5. — P. 65—66.
19. Tonomura, A. Observation of Structures of Chain Vortices Inside Anisotropic High- T_c Superconductors / A. Tonomura, H. Kasai, O. Kamimura et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 88. — P. 237001.
20. Bulaevskii, L. Angular dependence of c-axis plasma frequency and critical current in Josephson-coupled superconductors at high fields / L. Bulaevskii, M. Maley, H. Safar, D. Dominguez // *Phys. Rev. B.* — 1996. — Vol. 53. — P. 6634–6637.
21. Buzdin, A. Attraction between Pancake Vortices in the Crossing Lattices of Layered Superconductors / A. Buzdin, I. Baladie // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 88. — P. 147002.
22. Андреев, А. Ф. Теплопроводность промежуточного состояния сверхпроводников / А. Ф. Андреев // *ЖЭТФ.* — 1964. — Т. 46. — С. 1823–1828.
23. Caroli, C. Bound Fermion States on a Vortex Line in a Type II Superconductor / C. Caroli, P. G. de Gennes, J. Matricon // *Phys. Lett.* — 1964. — Vol. 9. — P. 307–309.
24. Beenakker, C. Josephson current through a superconducting quantum point contact shorter than the coherence length / C. Beenakker, H. van Houten // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — Vol. 66. — P. 3056–3059.
25. Volovik, G. E. Vortex motion in fermi-superfluids and Callan–Harvey effect / G. E. Volovik // *Письма в ЖЭТФ.* — 1993. — Vol. 57. — P. 233–237.
26. Volovik, G. E. Vortex core anomaly from the gapless fermions in the core / G. E. Volovik // *Письма в ЖЭТФ.* — 1993. — Vol. 58. — P. 444–449.
27. Buzdin, A. Peculiar properties of the Josephson junction at the transition from 0 to π state / A. Buzdin // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 72. — P. 100501.
28. Buzdin, A. I. Generalized Ginzburg-Landau theory for nonuniform FFLO superconductors / A. I. Buzdin, H. Kachkachi // *Phys. Lett. A.* — 1997. — Vol. 225. — P. 341–348.
29. Голубов, А. А. Влияние одиночных абрикосовских вихрей на свойства туннельных джозефсоновских переходов / А. А. Голубов, М. Ю. Куприянов // *ЖЭТФ.* — 1987. — Т. 92. — С. 1512—1523.

Самохвалов Алексей Владимирович

**НЕОДНОРОДНЫЕ СОСТОЯНИЯ И ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ
ЯВЛЕНИЯ В ГИБРИДНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СИСТЕМАХ**

Автореферат диссертации на соискание учёной степени доктора
физико-математических наук

Подписано к печати 16.03.2015 г.
Тираж 100 экз.

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