

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР**

На правах рукописи

Мельников Александр Сергеевич

**Структура и динамика вихрей в анизотропных
сверхпроводниках**

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико–математических наук
в форме научного доклада

Специальность 01.04.07 – физика конденсированного состояния

г. Нижний Новгород, 2002 г.

Работа выполнена в Институте физики микроструктур
Российской Академии Наук, г. Нижний Новгород

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор В.Я. Демиховский
доктор физико-математических наук
Н.Б. Копнин
доктор физико-математических наук
А.Л. Рахманов

Ведущая организация Физический Институт им. П.Н. Лебедева
РАН

Защита состоится 13 мая 2002 г. в 14 часов на заседании диссертационно-
го совета Д 002.098.01 по защите диссертаций на соискание степени докто-
ра физико-математических наук в Институте физики микроструктур РАН
(603950, Нижний Новгород, Казанское шоссе, ГСП-105)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики микро-
структур РАН

Диссертация в форме научного доклада разослана
3 апреля 2002 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
доктор физико-математических наук

К.П. Гайкович

Содержание

Содержание	1
Общая характеристика работы	2
Основное содержание работы	8
1 Феноменологическая теория вихревых структур в сверхпроводниках с анизотропным спариванием.	9
1.1 Структура изолированных вихрей в гексагональных экзотических сверхпроводниках.	10
1.2 Структура вихревой решетки и магнитные фазовые переходы в гексагональных экзотических сверхпроводниках.	13
1.3 Вихревые структуры в тетрагональных сверхпроводниках.	16
2 Динамика вихревых линий в анизотропных сверхпроводниках.	17
2.1 Вязкое движение вихрей в сверхпроводниках с анизотропным тензором эффективных масс	20
2.2 Динамика вихревых линий в слоистых сверхпроводниках с джозефсоновским взаимодействием между слоями	22
3 Квазичастичные возбуждения в смешанном состоянии сверхпроводников с анизотропным спариванием.	26
3.1 Изолированная вихревая линия в d-сверхпроводнике: эффект Ааронова-Бома для квазичастиц.	29
3.2 Спектр квазичастиц в вихревых решетках сверхпроводников с d-спариванием.	31
4 Электронная структура и транспортные свойства смешанного состояния в мезоскопических сверхпроводниках.	35
4.1 Электронная структура многоквантовых вихрей и вихревых молекул в мезоскопических сверхпроводниках.	36
4.2 Когерентный транспорт в смешанном состоянии мезоскопических сверхпроводников.	39
Заключение	41
Список работ по теме диссертации	45

Общая характеристика работы

Введение, актуальность темы диссертации

В последнее время в физике низких температур большое внимание уделяется теоретическому и экспериментальному изучению свойств анизотропных сверхпроводников. Начиная с 70-х годов был получен целый ряд сверхпроводящих соединений с сильноанизотропной кристаллической структурой и, соответственно, анизотропными характеристиками как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии (например, проводимостью, критическими магнитными полями H_{c1} и H_{c2} , лондоновской глубиной проникновения магнитного поля λ_L). Обнаружение сверхпроводимости в металлах с тяжелыми фермионами (UPt_3 , UBe_{13} , $CeCu_2Si_2$ и др.) и открытие высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) $La-Sr-Cu-O$, $Y-Ba-Cu-O$, $Bi-Sr-Ca-Cu-O$, $Tl-Ba-Ca-Cu-O$, являющихся в большинстве случаев существенно анизотропными, стимулировали дальнейшее интенсивное развитие теории и эксперимента. Как ВТСП, так и соединения с тяжелыми фермионами являются сверхпроводниками второго рода: в широком диапазоне магнитных полей их свойства определяются особенностями структуры и динамики вихрей. Экспериментальные исследования смешанного состояния в этих соединениях указывают на ряд качественно новых физических эффектов, отсутствующих в изотропных сверхпроводниках. В частности, для таких систем характерны специфические угловые зависимости критических полей, особая структура вихревой решетки и коров вихрей, нетривиальные особенности электронной структуры смешанного состояния, анизотропные транспортные свойства вихревых структур, внутренний эффект Джозефсона (для сильноанизотропных слоистых ВТСП $Bi-Sr-Ca-Cu-O$, $Tl-Ba-Ca-Cu-O$). Успехи тонкопленочной технологии, кроме того, позволяют в настоящее время создавать сверхрешетки типа сверхпроводник/нормальный металл и сверхпроводник/диэлектрик. Экспериментальные исследования свойств таких искусственных слоистых систем представляют большой интерес с точки зрения различных приложений. Теоретический анализ особенностей магнитных и транспортных свойств вихревых структур в анизотропных сверхпроводниках является, таким образом, весьма актуальным для описания физических явлений, которые были экспериментально обнаружены в соединениях с тяжелыми фермионами, ВТСП и искусственных сверхрешетках.

Среди сверхпроводников с тяжелыми фермионами наиболее хорошо изученным соединением является UPt_3 , для которого большинство экспериментов свидетельствует в пользу того, что возникающий ниже крити-

ческой температуры T_c сверхпроводящий параметр порядка соответствует одному из двумерных неприводимых представлений группы симметрии D_{6h} . Сверхпроводящая щель $\Delta(\mathbf{k})$ в этом случае может обращаться в нуль на поверхности Ферми при определенных значениях квазиимпульса \mathbf{k} . Существование нулей Δ на поверхности Ферми приводит к неэкспоненциальному характеру температурных зависимостей при $T \rightarrow 0$ таких величин, как теплоемкость, коэффициент поглощения ультразвука, обратное время спиновой релаксации, глубина проникновения магнитного поля λ_L . Степенные температурные зависимости этих величин были обнаружены в ряде экспериментов как в UPt_3 , так и в других соединениях с тяжелыми фермионами. Для идентификации сверхпроводников с экзотическим спариванием важную роль играет и изучение анизотропии их магнитных свойств. Особый интерес исследователей направлен на изучение сложной фазовой диаграммы в UPt_3 в плоскости $H - T$. Ниже границы $H_{c2}(T)$, разделяющей нормальную и сверхпроводящую фазы, существуют еще две линии фазовых переходов между различными сверхпроводящими фазами (линии фазовых переходов пересекаются в тетракритической точке при $H_{c2}(T^*)$). Один из фазовых переходов, происходящий при низких полях, предположительно вызван взаимодействием сверхпроводящего параметра порядка с нарушающим гексагональную симметрию антиферромагнитным упорядочением. Другой фазовый переход происходит при высоких полях $H^* \sim 0.6H_{c2}$ для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ ($H^* \sim 0.25H_{c2}$ для $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$). Существование сложной фазовой диаграммы в UPt_3 является серьезным доводом в пользу того, что в этом веществе сверхпроводящее спаривание является экзотическим. Необходимость выяснения природы магнитного фазового перехода в UPt_3 стимулировала дальнейшее интенсивное изучение свойств смешанного состояния в сверхпроводниках с анизотропным спариванием.

Вопрос о наличии нетривиального типа спаривания (в частности, имеющего смешанную симметрию $d_{x^2-y^2} + s$ или $d_{x^2-y^2} + d_{xy}$ типа) в последнее время широко обсуждается и для ВТСП. При этом параметр порядка $d_{x^2-y^2}$ - типа является доминирующим и реализуется в однородном сверхпроводящем состоянии. Вторая компонента параметра порядка может быть индуцирована за счет присутствия неоднородностей (например, в коре вихря или вблизи поверхности, границ раздела различного типа). С точки зрения феноменологической теории вопрос о структуре смешанного состояния в таких системах сводится к анализу уравнений типа Гинзбурга-Ландау (ГЛ) для параметра порядка с двумя комплексными компонентами имеющими различные критические температуры. Появление дополнительной компоненты параметра порядка в коре вихря приводит, в частности, к изменению спектра элементарных возбуждений, которое может

быть описано только с привлечением микроскопической теории. Вопрос о спектре низкоэнергетических квазичастичных возбуждений в смешанном состоянии очень важен, так как при низких температурах эти возбуждения определяют термодинамические и транспортные свойства (в частности, теплоемкость, теплопроводность, динамику вихрей). Для массивных сверхпроводников с s -спариванием эти вопросы изучены к настоящему времени достаточно подробно. Как показано в пионерской работе ¹, состояния квазичастиц с малыми энергиями $\varepsilon \ll \Delta$ оказываются локализованными в корях вихрей и имеют дискретный спектр: $E_\mu \sim \mu\Delta/(k_r\xi)$, где ξ - длина когерентности, k_r - проекция импульса Ферми k_F на плоскость, перпендикулярную оси вихря, и угловой момент μ принимает полужелые значения. Эти состояния слабо возмущаются в присутствии соседних вихревых линий, по крайней мере в полях H , существенно меньших верхнего критического поля H_{c2} . Малое перекрытие волновых функций состояний в различных вихрях приводит, однако, к расщеплению дискретных уровней в узкие зоны. Заметим однако, что ситуация может измениться для мезоскопических сверхпроводников с размером порядка нескольких длин когерентности. Успешное развитие технологии в последние годы стимулировало активные экспериментальные и теоретические исследования таких мезоскопических объектов. Вихревые конфигурации в этих системах образованы малым числом вихрей и существенно отличаются от вихревых структур в смешанном состоянии массивных сверхпроводников. Экранирующие токи, текущие по периметру мезоскопического образца, приводят к сжатию вихревой системы и образованию либо вихревой молекулы с размером сравнимым с длиной когерентности, либо даже многоквантового вихря (в массивном сверхпроводнике такие конфигурации не могут быть устойчивыми). Электронная структура таких необычных вихревых систем (энергетический спектр, плотность состояний) также обладает рядом качественно новых особенностей и может быть изучена, например, с помощью транспортных измерений. При низких температурах электронный транспорт через мезоскопический сверхпроводник должен рассматриваться как когерентный, поскольку характерная длина дефазировки оказывается существенно больше размеров образца. Изменение числа вихрей и их конфигурации дает возможность управления таким когерентным транспортом через мезоскопический сверхпроводник. Таким образом, мезоскопические образцы с малым числом вихрей представляют собой новый тип магнито-чувствительных андреевских волноводов. Проводимость образца в направлении магнитного поля определяется коэффициентом прозрачности вихревых состояний (многоквантовых вихрей и вихревых молекул), образующих

¹C.Caroli, P.G. de Gennes, J.Matricon, Phys. Lett. 9, 307 (1964).

квантовые каналы. Коэффициент прохождения каждого канала определяется процессами андреевского и нормального отражения от границ коров вихрей. Эти эффекты приводят к ступенчатой или осциллирующей зависимости проводимости от магнитного поля. Таким образом, можно рассматривать мезоскопические сверхпроводники как квантовые переключатели, в которых роль управляющего напряжения играет магнитное поле.

Описанная выше физическая картина электронных состояний справедлива только в случае изотропной энергетической щели. Появление нулей Δ на поверхности Ферми в случае анизотропного спаривания приводит к качественным изменениям в квантовой механике квазичастиц. Интерес к этим фундаментальным вопросам теории смешанного состояния стимулирован недавними экспериментальными наблюдениями необычного поведения квазичастичных возбуждений в вихревом состоянии ВТСП (где, как предполагается, доминирующий параметр порядка имеет d -симметрию). Можно привести следующие примеры такого нетривиального поведения: скейлинг по переменной T/\sqrt{H} для низкотемпературной теплоемкости; поведение теплопроводности $\kappa(H)$ при низких температурах (рост κ с увеличением магнитного поля) резко отличается от зависимости $\kappa(H)$ при температурах выше нескольких градусов Кельвина (падение κ с ростом поля и появление плато на зависимости $\kappa(H)$ в высоких полях); особенности локальной плотности состояний, обнаруженные с помощью сканирующей туннельной спектроскопии (СТМ). В отличие от соединений с изотропной щелью (для которых квазичастичные состояния при низких энергиях $\epsilon < \Delta$ локализованы в корях вихрей) существенный вклад в плотность состояний квазичастиц в d -сверхпроводнике даже при нулевой энергии возбуждений связан с областями вне вихревых коров. Такой вывод может быть сделан уже в рамках полуклассической теории, учитывающий Дошлеровский сдвиг энергии за счет сверхтекучего тока вокруг вихря. Другой важной особенностью d -систем является расходимость размера волнового пакета для квазичастиц с импульсами вблизи нуля щели, которая приводит к определяющей роли существенно двумерных квантовомеханических эффектов. В диссертации развита двумерная квантовомеханическая теория квазичастичных возбуждений в сверхпроводниках с d -типом спаривания. Этот подход позволяет проанализировать особенности различных механизмов рассеяния квазичастиц на вихревых линиях (в частности, рассеяние на потенциале типа Ааронова-Бома и на потенциале, пропорциональном сверхтекучей скорости), учесть искривление траекторий в ненулевом среднем магнитном поле в вихревой решетке и формирование циклотронных орбит, а также проанализировать механизм разрушения этих орбит при низких энергиях за счет взаимодействия квазичастиц с

периодическими потенциалами, пропорциональными сверхтекучей скорости, и построить зонную теорию квазичастиц в периодических вихревых структурах.

Целями диссертационной работы являлись

- теоретическое исследование структуры отдельных вихрей вблизи H_{c1} , вихревых решеток вблизи H_{c2} и магнитных фазовых переходов в смешанном состоянии сверхпроводников с анизотропным спариванием;
- изучение особенностей динамики вихревых линий в слоистых сверхпроводниках;
- развитие теории электронных состояний в смешанном состоянии сверхпроводников с анизотропным спариванием;
- теоретическое исследование электронной структуры и когерентного транспорта в мезоскопических сверхпроводниках.

Научная новизна результатов диссертационной работы

1. Изучена структура сингулярных и несингулярных вихрей в гексагональных и тетрагональных сверхпроводниках с нетривиальным спариванием в полях, близких к нижнему критическому полю H_{c1} , и ориентированных произвольным образом относительно осей кристалла, в случае, когда параметр порядка имеет две комплексные компоненты. Найдены области значений параметров функционала ГЛ, в которых энергетически выгодными являются несингулярные вихри. С учетом особенностей структуры вихрей получены угловые зависимости H_{c1} , специфические для сверхпроводников с анизотропным спариванием.

2. В гексагональных экзотических сверхпроводниках вблизи верхнего критического поля H_{c2} найдена энергетически наиболее выгодная структура вихревой решетки для различных ориентаций магнитного поля \mathbf{H} относительно гексагональной оси симметрии. Изучена природа фазовых переходов в вихревых решетках гексагональных экзотических сверхпроводников.

3. В рамках феноменологической нестационарной теории ГЛ исследовано влияние анизотропии на динамику вихрей в присутствии транспортного тока в слоистых сверхпроводниках с разной степенью анизотропии. Получено уравнение движения вихревых линий при произвольной ориентации магнитного поля.

4. Разработаны аналитические подходы к описанию электронной структуры смешанного состояния сверхпроводников с анизотропным спариванием. Изучено влияние анизотропии сверхпроводящей щели на различные механизмы рассеяния квазичастиц на вихрях. Построена зонная теория квазичастиц в регулярных вихревых решетках различных типов.

5. Развита теория электронной структуры вихревых состояний (много-

квантовых вихрей и вихревых молекул) в мезоскопических сверхпроводниках.

6. Построена теория когерентного транспорта через мезоскопический сверхпроводник в смешанном состоянии.

Научная и практическая значимость

Результаты могут быть использованы:

- для объяснения сложной фазовой диаграммы на плоскости магнитное поле - температура, наблюдаемой экспериментально в сверхпроводнике с тяжелыми фермионами UPt_3 ;

- для идентификации типа анизотропного спаривания;

- при анализе результатов экспериментальных исследований динамики вихрей в анизотропных сверхпроводниках (в частности, измерений анизотропии проводимости в режиме вязкого течения вихрей в ВТСП);

- при анализе результатов экспериментальных исследований низкотемпературной теплоемкости, теплопроводности, сканирующей туннельной спектроскопии в ВТСП в магнитном поле.

- при исследованиях электронной структуры и когерентного транспорта в вихревом состоянии мезоскопических образцов. Предлагаемые в диссертации транспортные измерения (в частности, с использованием сканирующей туннельной микроскопии) могли бы предоставить уникальную информацию об электронной структуре различных вихревых фаз.

- для интерпретации фазовой диаграммы реальных мезоскопических сверхпроводников различной геометрии в смешанном состоянии.

Вклад автора

Представленные в диссертации основные научные результаты получены автором лично или в соавторстве. В работах [1, 2, 3, 4, 6, 7, 17, 32, 33] вклад соавторов равноправен. В работах [8, 9, 10] вклад автора диссертации является определяющим в постановку задач и равноценным в получении результатов. В работах [15, 16] вклад автора диссертации является определяющим в постановку задач и в получении результатов. В работах [11, 12, 13, 14] вклад автора диссертации на стадии теоретической интерпретации экспериментальных результатов равноценен вкладу других соавторов. Все остальные работы [5, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31] выполнены без соавторов.

Апробация работы

Материалы, вошедшие в диссертационную работу, обсуждались на семинарах ИФМ РАН, ИПФ РАН, ФИАН, ИФП РАН, Bordeaux University I (Бордо, Франция), Argonne National Laboratory (Аргон, США), Low Temperature Laboratory HUT (Хельсинки, Финляндия). Они докладывались на российских совещаниях по физике низких температур (ФНТ-30,

Дубна 1994; ФНТ-31, Москва 1998; ФНТ-32, Казань 2000) и международных конференциях по физике низких температур (LT-21, Прага 1996; LT-22, Хельсинки 1999), на международных конференциях по высокотемпературной сверхпроводимости (M2S-HTSC-IV, Grenoble 1994; M2S-HTSC-V, Пекин 1997), на III Всесоюзном совещании по высокотемпературной сверхпроводимости в Харькове, на Немецко-Российско-Украинских семинарах по высокотемпературной сверхпроводимости (Львов, 95; Göttingen, 98), а также на школах (Черноголовка, 95, 98) и рабочих совещаниях (Dresden, 2000, Argonne, 2001).

Основные результаты диссертации опубликованы в 25 статьях в ведущих зарубежных и отечественных журналах, 1 обзоре в сборнике Springer Series и 7 докладах в трудах всесоюзных и российских конференций.

Основное содержание работы

Диссертация состоит из 4-разделов

- Феноменологическая теория вихревых структур в смешанном состоянии анизотропных сверхпроводников. Этот раздел посвящен анализу структуры отдельных изолированных вихрей и вихревых решеток для случая параметра порядка, имеющего две комплексные компоненты.
- Динамика вихревых линий в слоистых сверхпроводниках. В рамках нестационарной теории ГЛ в данном разделе рассмотрено движение вихревых линий как в сверхпроводниках с анизотропным тензором эффективных масс, так и в слоистых соединениях со слабой джозефсоновской связью между слоями.
- Квазичастичные возбуждения в смешанном состоянии сверхпроводников с d -спариванием. В этом разделе развита теория электронной структуры отдельных изолированных вихревых линий и вихревых решеток различной геометрии для соединений с нулями сверхпроводящей щели на поверхности Ферми. Проанализированы различные механизмы рассеяния квазичастиц на вихревых структурах.
- Электронная структура и транспортные свойства смешанного состояния в мезоскопических сверхпроводниках. Здесь предложена теория квазичастичных состояний необычных вихревых структур, реализующихся в мезоскопических сверхпроводниках. Рассмотрены особенности различных механизмов электронного транспорта через эти системы.

В Заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы, являющиеся одновременно и положениями, выносимыми на защиту.

1 Феноменологическая теория вихревых структур в сверхпроводниках с анизотропным спариванием.

Феноменологическая теория ГЛ позволяет развить описание целого ряда важных свойств вихревых структур во всем диапазоне магнитных полей, для которых существует смешанное состояние. В этой главе теория ГЛ для параметра порядка с двумя комплексными компонентами применена для анализа свойств вихревых структур в гексагональных и тетрагональных экзотических сверхпроводниках. Одна из компонент параметра порядка реализуется в однородном состоянии и, следовательно, является доминирующей на больших расстояниях от центра вихря. Подавление этой компоненты в коре приводит к генерации второй (неосновной) компоненты параметра порядка. Таким образом, в корах рассматриваемых одноквантовых вихрей может быть несколько линий нулей разных компонент параметра порядка и пространственное распределение полного параметра порядка, вообще говоря, не обладает аксиальной симметрией. Получающуюся конфигурацию можно рассматривать как связанное состояние двух или нескольких вихрей, если под термином "вихрь" понимать любую линию нулей модуля какой либо из компонент параметра порядка с заданной циркуляцией градиента фазы у данной компоненты при обходе вокруг этой линии. На больших расстояниях эта вихревая структура имеет асимптотику, соответствующую одноквантовому вихрю. Если линия нулей доминирующей компоненты параметра порядка совпадает с одной из линий нулей неосновной компоненты, такую структуру принято называть сингулярным вихрем. В определенной области значений функционала ГЛ сингулярные решения оказываются неустойчивыми и энергетически выгодными являются несингулярные вихри ² (линии нулей разных компонент параметра порядка не совпадают друг с другом, т. е. везде внутри вихря хотя бы одна из компонент сверхпроводящего параметра порядка отлична от нуля). В диссертации предложен аналитический подход к анализу структуры коров

²Заметим, что ранее несингулярные вихри рассматривались также в сверхтекучем

³He (Г.Е.Воловик, УФН 143, 73 (1984)) и в триплетных сверхпроводниках (в неунитарном состоянии) со слабым спин-орбитальным взаимодействием (Л.И.Бурлачков, Н.Б.Копнин, ЖЭТФ 92, 1110 (1987)).

аксиально-несимметричных сингулярных и несингулярных вихрей в сверхпроводниках, относящихся к группам симметрии D_{6h} и D_{4h} , и имеющих параметр порядка с двумя комплексными компонентами.

1.1 Структура изолированных вихрей в гексагональных экзотических сверхпроводниках.

В металлах с тяжелыми фермионами, как известно, спин-орбитальное взаимодействие электронов, участвующих в сверхпроводимости, является достаточно сильным. Функционалы ГЛ и классификация сверхпроводящих фаз для этого случая приведены в работе ³. Теоретическое исследование свойств гексагональных экзотических сверхпроводников представляет особый интерес, поскольку существует целый ряд экспериментов указывающих, что сверхпроводящие классы для гексагонального кристалла UPt_3 возникают из двумерного неприводимого представления группы D_{6h} , следовательно, спаривание в этом соединении является экзотическим. В качестве наиболее вероятных кандидатов при этом рассматриваются представления E_{1g} или E_{2u} . В обоих случаях параметр порядка в теории ГЛ имеет две комплексных компоненты (η_1, η_2) . Запишем функционал ГЛ в магнитном поле:

$$f^{GL} = \int (-a\eta_i\eta_i^* + b_1(\eta_i\eta_i^*)^2 + b_2 |\eta_i\eta_i|^2 + K_1 P_i^* \eta_j^* P_i \eta_j + K_2 P_i^* \eta_i^* P_j \eta_j + K_3 P_i^* \eta_j^* P_j \eta_i + K_4 P_z^* \eta_i^* P_z \eta_i) dV \quad (1)$$

$$P_1 = P_x, P_2 = P_y, \mathbf{P} = -i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A}/c, a = \alpha(T_c - T) \\ b_1 > 0, b_2 > -b_1, K_1 + K_2 + K_3 > |K_2|, K_1 > |K_3|, K_4 > 0. \quad (2)$$

Мы ограничимся случаем, когда в отсутствие магнитного поля энергетически выгодной является сверхпроводящая фаза с нарушенной инвариантностью относительно инверсии времени $(\eta_1, \eta_2) \sim (1, \pm i)$, реализующаяся при $b_2 > 0$. Для UPt_3 имеются экспериментальные свидетельства в пользу существования именно таких фаз. Характерным для них является наличие внутреннего момента. Ориентациям этого момента по оси анизотропии и против нее соответствуют вырожденные в отсутствие магнитного поля сверхпроводящие фазы. В магнитном поле это вырождение снимается, что приводит к необычной угловой зависимости H_{c1} , рассмотренной ниже. Экспериментальное обнаружение этой зависимости может служить

³Г.Е.Воловик, Л.П.Горьков, ЖЭТФ 88, 1412 (1985)

одним из доказательств многокомпонентности параметра порядка в изучаемых системах. Заметим также, что в случае приближенной симметрии "частица-дырка" вблизи поверхности Ферми имеем $K_2 \simeq K_3$.

Структура решетки и коров вихрей в области малых полей могут существенно отличаться от случая больших H . Это обстоятельство приводит к возможности существования магнитных фазовых переходов в вихревой решетке, которые предположительно и наблюдаются в сверхпроводнике UPt_3 при высоких полях. В качестве одного из сценариев фазового перехода был предложен переход от аксиально-симметричных сингулярных вихрей к несингулярным с нарушенной аксиальной симметрией⁴. Рассмотрим здесь аналитический подход к анализу структуры коров аксиально-несимметричных сингулярных и несингулярных вихрей [1, 2, 3]. Этот подход позволяет рассмотреть случай произвольной ориентации относительно осей кристалла и получить угловую зависимость нижнего критического поля H_{c1} . Рассмотрим решение уравнений ГЛ для одного вихря, ориентированного под углом γ к оси анизотропии z и лежащего в плоскости yz . Перейдем к функциям $\Psi_1 = \sqrt{b_1/a}(\eta_1 - i\eta_2)$, $\Psi_2 = \sqrt{b_1/a}(\eta_1 + i\eta_2)$. Выполним поворот системы координат таким образом чтобы новая ось z была направлена вдоль оси вихря, и перейдем к безразмерным координатам x, y в плоскости перпендикулярной этой оси, нормируя расстояния по осям x и y на длины $\xi\sqrt{1+C}$ и $\xi\sqrt{1+C} \left(\cos^2\gamma + \frac{K_4 \sin^2\gamma}{K_1(1+C)} \right)^{1/2}$, соответственно. Здесь $\xi = \hbar\sqrt{K_1/a}$ - длина когерентности и $C = (K_2 + K_3)/(2K_1)$. На больших расстояниях ρ от оси вихря решение, описывающее изолированный вихрь, должно переходить в решение, соответствующее однородному сверхпроводящему состоянию. Таковым является состояние, в котором либо Ψ_1 , либо Ψ_2 обращается в нуль. В результате, в области больших ρ применима обычная теория ГЛ с однокомпонентным параметром порядка и анизотропным тензором масс. Пусть для определенности при $\rho \gg 1$ отлична от нуля компонента Ψ_1 . При $\gamma = 0$ и $\gamma = \pi$ существуют аксиально-симметричные по модулям компонент параметра порядка решения соответствующих уравнений ГЛ: $\Psi_1 = e^{im\theta} G_m(\rho)$ и $\Psi_2 = e^{in\theta} R_n(\rho)$, где ρ, θ - полярные координаты на плоскости xy , а числа m и n связаны соотношением $m+2 = n$ для $\gamma = 0$ и $m-2 = n$ для $\gamma = \pi$. Согласно сделанному предположению при больших ρ отлична от нуля только функция $G_m(\rho)$, а, следовательно, число квантов магнитного потока в рассматриваемом решении равно m . Заметим, что случай $m = -2, n = 0$ для $\gamma = 0$ соответствует двухквантовому несингулярному вихрю, который вполне может оказаться энергетически выгодным при высоких полях за счет выигрыша в энергии кора. Однако, при достаточно

⁴Tokuyasu T. Л., Hess D. W., Sauls J. A., Phys. Rev. B 41, 8891 (1990)

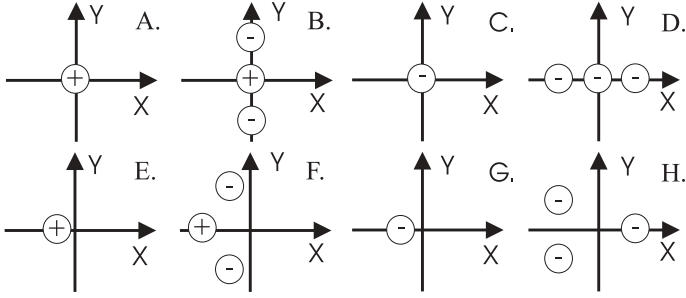


Рис. 1: Эволюция расположения элементарных вихрей компоненты Ψ_2 на плоскости xy для сингулярных (A-D) и несингулярных (E-H) вихрей с увеличением угла γ от 0 до π . Знаки + и - обозначают элементарные вихри с циркуляцией фазы 2π и -2π , соответственно.

низких полях и больших параметрах ГЛ всегда будут выгодны одноквантовые вихри. В зависимости от ориентации магнитного поля (параллельно или антипараллельно внутреннему орбитальному моменту куперовских пар) возможны два типа одноквантовых вихрей, отличающихся циркуляцией фазы компоненты Ψ_2 при обходе вокруг оси вихря: $m = -1, n = 1$ для $\gamma = 0$ и $m = -1, n = -3$ для $\gamma = \pi$. Приближенное решение для $G_m(\rho)$ и $R_n(\rho)$ может быть получено с использованием теории возмущений по параметру $C/(1+C)$. При малых ρ имеем $R_n(\rho) \propto \rho^{|n|}$, при больших ρ : $R_n(\rho) \propto \rho^{-2}$. Аналогичная теория возмущений может быть применена к случаю произвольных углов γ , если искать функцию Ψ_2 в виде разложения по угловым гармоникам и ограничиться членами R_1, R_{-1}, R_{-3} , линейными по малому параметру $C/(1+C)$. Схематическое расположение элементарных вихрей компоненты Ψ_2 при изменении угла γ дано на рис.1(A-D).

Вычисление поправки к энергии кора, связанной с генерацией второй компоненты параметра порядка, позволяет найти угловую зависимость нижнего критического поля. Эти поправки к энергии и к H_{c1} оказываются различными для ориентаций $\gamma = 0$ и $\gamma = \pi$: $H_{c1}(0) - H_{c1}(\pi) \sim H_{c1}(0)C^2/(1+C)^2$.

Рассмотренные сингулярные решения энергетически выгодны не при всех допустимых значениях параметров $b = b_1/b_2$ и C . Неустойчивость по отношению к сдвигу нулей разных компонент параметра порядка может приводить к образованию несингулярного вихря. Простейшим образом описать такую неустойчивость можно, включив в разложение параметра порядка по угловым гармоникам слагаемые с нулевой циркуляци-

ей фазы R_0 и G_0 , которые не обращаются в нуль в начале координат и убывают при удалении от кора. В частном случае $C = 0$ задача об устойчивости сингулярного решения относительно возникновения нулевых гармоник сводится к уравнению Шредингера для частицы в потенциальной яме: $-\Delta R_0 + (1 + 2b)G_{-1}^2 R_0 = ER_0$. Зародыш R_0 появляется в том случае, если минимальный уровень энергии удовлетворяет условию $E_{min}(b) < 1$. Использование вариационного метода позволяет получить приближенное значение порога неустойчивости $b^* \simeq 0.37$. Характерный размер зародыша возникающего при $b < b^*$ оказывается порядка размера кора. При $C \neq 0$ зародыш R_0 появляется на фоне уже существующего R_1 , что приводит к зависящему от C сдвигу порогового значения b^* и нарушению аксиальной симметрии распределения параметра порядка. Вариационный метод позволяет определить порог возникновения аксиально-несимметричных несингулярных вихрей во всем диапазоне углов γ : $b^* = 0.37 - Q(\gamma)C^2/(1 + C)^2$. Функция $Q(\gamma)$ меняется от $Q(\gamma = 0) = -0.7$ до $Q(\gamma = \pi) = 0.28$. Эволюция расположения элементарных вихрей компоненты Ψ_2 показана на рис.1(Е-Н). Появление несингулярных вихрей энергетически более выгодно при $\gamma = 0$, поэтому при малых b возможно $H_{c1}(0) < H_{c1}(\pi)$ в отличие от случая сингулярных вихрей.

1.2 Структура вихревой решетки и магнитные фазовые переходы в гексагональных экзотических сверхпроводниках.

Рассмотрим теперь особенности вихревых структур в сверхпроводниках, описываемых функционалом (1), в сильных полях, близких к верхнему критическому полю [4, 5, 6, 7]. Как известно, обычно для вычисления энергии решетки используются пробные функции, являющиеся решениями линеаризованных уравнений ГЛ при $H = H_{c2}$. При этом вблизи H_{c2} ($(1 - H/H_{c2}) \ll 1$) не учитываются сверхпроводящие зародыши, соответствующие собственным функциям этих уравнений для значений полей $H_n < H_{c2}$. Это безусловно справедливо для сверхпроводников с однокомпонентным параметром порядка, для которых интервалы между полями H_n велики: $H_n = H_{c2}/(2n + 1)$. Вычисленная в таком приближении энергия решетки $f^{GL} \sim -(1 - H/H_{c2})^2$, а поправки к этой величине пропорциональны более высоким степеням малого параметра $(1 - H/H_{c2})$. В случае же двухкомпонентного параметра порядка возможна ситуация, при которой одно из полей H_n (обозначим его H^*) близко к H_{c2} (т.е. $(1 - H^*/H_{c2}) \ll 1$). Это приводит к необходимости при вычислении энергии решетки учитывать сверхпроводящие зародыши, соответствующие как H_{c2} , так и H^* . При этом

энергетически выгодная структура решетки может изменяться с уменьшением поля H , что может приводить к магнитным фазовым переходам.

Остановимся сначала на случае ориентации поля вдоль гексагональной оси кристалла. При условии $K_2 = K_3$ верхнее критическое поле дается выражением⁵: $H_{c2} = \phi_0 / (2\pi\xi^2)(3(1+C) - 2\sqrt{2C^2 + (1+C)^2})^{-1}$, а соответствующие собственные функции линеаризованных уравнений ГЛ имеют вид: $\Psi_1 = \varphi_0$, $\Psi_2 = \gamma_c \varphi_2 = 0.5\gamma_c (L_H/\hbar)^2 (P_x + iP_y)^2 \varphi_0$, где $L_H = \sqrt{\hbar c / (2eH)}$, $\gamma_c = 0.5(1+C)(1 - \sqrt{1 + 2C^2/(1+C)^2})/C$. Здесь φ_0 составлена из собственных функций нулевого энергетического уровня Ландау в задаче о движении электрона в магнитном поле. При малых значениях C поле H_{c2} близко к $H^* = \phi_0 / (2\pi\xi^2(1+C))$, соответствующему еще одному решению линеаризованных уравнений ГЛ: $\Psi_1 = 0$, $\Psi_2 = \varphi_0$. Будем искать решение нелинейных уравнений ГЛ в виде: $\Psi_1 = R\varphi_0$, $\Psi_2 = R\gamma_c \varphi_2 + F$, где R -константа, а F также как и φ_0 , составлена из волновых функций нулевого уровня Ландау, причем решетка вихрей, соответствующая F , сдвинута относительно решетки, задаваемой φ_0 . Пробная функция φ_0 имеет вид:

$$\varphi_0 = \sum_n c_n \exp(i\pi\rho_L n(n-1) + 2\pi i n x/a_0 - 0.5(y - nb_0 \sin\alpha_L)^2/L_H^2), \quad (3)$$

где $c_n = c_{odd}$ для нечетных n и $c_n = c_{even}$ для четных n , $a_0 b_0 \sin\alpha_L = 2\pi L_H^2$, $\rho_L = b_0 \cos\alpha_L / a_0$. Для частного случая $c_{odd} = c_{even}$ мы получаем вихревую решетку с элементарной ячейкой в виде параллелограмма (со сторонами a_0 , b_0 и углом α_L между ними), через которую проходит один квант магнитного потока. Произвольным же величинам c_{odd} и c_{even} соответствует решетка с двумя вихрями Ψ_1 в элементарной ячейке. Когда эти вихри сливаются, получается решетка двухквантовых вихрей.

Соответствующее выражение для свободной энергии было численно исследовано на минимум как функция перечисленных выше параметров решеток. В непосредственной близости к H_{c2} минимум энергии отвечает либо правильной треугольной, либо прямоугольной одноквантовой решетке вихрей. Для определенных значений параметров задачи существует возможность фазового перехода от правильной треугольной решетки при высоких полях к несингулярной решетке, образованной одноквантовыми вихрями. В наиболее широкой области параметров функционала ГЛ реализуется переход от одноквантовой решетки (правильной треугольной или прямоугольной) к решетке двухквантовых вихрей. Для значений параметров функционала, полученных из экспериментов по измерению H_{c1} и H_{c2} в UPt_3 , переход от правильной треугольной одноквантовой решетки к ре-

⁵М.Е.Житомирский, Письма в ЖЭТФ 49, 333 (1989)

шетке двухквантовых вихрей происходит при $H \sim 0.57H_{c2}$, что достаточно близко к экспериментальному значению. Все рассмотренные магнитные фазовые переходы, происходящие в смешанном состоянии, являются переходами первого рода. Если постоянная ГЛ $\kappa \gg 1$, то вблизи H_{c1} должны быть энергетически выгодны одноквантовые вихри. Это означает, что кроме рассмотренного фазового перехода к решетке двухквантовых вихрей, при дальнейшем уменьшении поля должен произойти еще и переход от решетки двухквантовых вихрей к решетке одноквантовых вихрей.

Остановимся теперь на анализе случая $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ который представляет интерес в связи с проблемой интерпретации экспериментов по дифракции нейтронов в смешанном состоянии UPt_3 ⁶. Выберем $\mathbf{H} \parallel Oy$ и $\mathbf{A} \parallel Ox$. Поля H_{c2} и H^* определяются как $\phi_0/(2\pi\xi^2\sqrt{k})$ и $\phi_0/(2\pi\xi^2\sqrt{(1+2C)k})$, а пробные функции, описывающие вихревую решетку вблизи H_{c2} , имеют вид:

$$\eta_1 = A \sum_n \exp(i\pi\rho_L n(n-1) + 2\pi in(x-x_0)/a_0 + iz_0x/L_H^2 - \frac{\sqrt{1+2C}}{2L_H^2\sqrt{k}}(z-z_0-2\pi L_H^2 n/a_0)^2) \quad (4)$$

$$\eta_2 = B \sum_n \exp(i\pi\rho_L n(n-1) + 2\pi inx/a_0 - (z-2\pi L_H^2 n/a_0)^2/(2L_H^2\sqrt{k})); \quad (5)$$

где $k = K_4/K_1$. Решетки вихрей компонент η_1 и η_2 смещены относительно друг друга. Ограничимся здесь случаем $\rho_L = 0.5$, поскольку именно такие структуры наблюдались в⁶. Для обычных одноосных сверхпроводников в отсутствие нелокальных эффектов величина $\sigma_L = \frac{2\pi L_H^2}{a_0^2}$ определяется лишь тензором масс, что не позволяет объяснить наблюдаемую в UPt_3 зависимость $\sigma_L(H)$.

Выражение для энергии решетки вихрей было проанализировано численно как функция параметров σ_L, x_0, z_0 для различных $b = b_2/b_1$ и C , что позволило определить энергетически выгодные вихревые конфигурации. В непосредственной окрестности H_{c2} реализуется треугольная решетка компоненты η_2 (при $C > 0$ $\eta_1 = 0$), растянутая в направлении z за счет анизотропии тензора масс ($\sigma_L = \sqrt{3k}/2$). При понижении поля происходит фазовый переход второго рода в состояние с ненулевой компонентой $\eta_1 = 0$. В этом режиме структура смешанного состояния существенно зависит от параметра b . При значениях b больше порогового b^* (для $C = 0.1$ $b^* = 0.44$) вихревая решетка сингулярна ($x_0 = z_0 = 0$) и ее структура не зависит от поля. В противоположном случае (при малых b) минимум

⁶R.N.Kleiman et al., Phys.Rev.Lett. 69, 3120 (1992)

энергии соответствует ненулевым x_0 , z_0 и вихревая решетка несингулярна, а параметр σ_L , характеризующий растяжение ее элементарной ячейки, начинает увеличиваться с уменьшением поля. Увеличение σ_L и оценки абсолютных значений этого параметра находятся в согласии с результатами экспериментов по диффракции нейтронов.

1.3 Вихревые структуры в тетрагональных сверхпроводниках.

В этом разделе рассматривается структура сингулярных и несингулярных вихрей в тетрагональных сверхпроводниках [1, 8, 9, 10]. Для параметра порядка, отвечающего двумерному представлению группы D_{4h} , такая задача была рассмотрена в [1]. Однако, более актуальным с точки зрения интерпретации экспериментальных данных в ВТСП представляется рассмотрение ситуации, когда две разных комплексных компоненты (Ψ_d и Ψ_s) параметра порядка в теории ГЛ отвечают $d_{x^2-y^2}$ и s типам спаривания (т.е. двум разным одномерным неприводимым представлениям). Заметим, однако, что функционал ГЛ в последнем случае имеет структуру, формально сходную с функционалом для двумерного представления (записанным для функций Ψ_1 и Ψ_2) и поэтому основные качественные особенности вихревых решений в этих моделях одинаковы. Различия связаны, в частности, с разными критическими температурами компонент параметра порядка в $d_{x^2-y^2} + s$ модели, для которой свободная энергия имеет вид:

$$\begin{aligned}
F = \int \{ & [a_d |\Psi_d|^2 + a_s |\Psi_s|^2 + \frac{b_d}{2} |\Psi_d|^4 + \frac{b_s}{2} |\Psi_s|^4 + \beta_1 |\Psi_d|^2 |\Psi_s|^2 \\
& + \frac{\beta_2}{2} (\Psi_d^2 \Psi_s^{*2} + \Psi_d^{*2} \Psi_s^2) + K_d (|\mathbf{P}_{||} \Psi_d|^2 + |\gamma_d P_z \Psi_d|^2) + K_s (|\mathbf{P}_{||} \Psi_s|^2 \\
& + |\gamma_s P_z \Psi_s|^2) + K_{sd} [(P_x \Psi_s)^* P_x \Psi_d - (P_y \Psi_s)^* P_y \Psi_d] + c.c. \} dV, \quad (6)
\end{aligned}$$

где $\mathbf{P}_{||} = -i\hbar\nabla_{||} - 2e\mathbf{A}_{||}/c$, $P_z = -i\hbar\nabla_z - 2eA_z/c$, $\mathbf{A} = (\mathbf{A}_{||}, A_z)$, $a_s = \alpha_s(T - T_{cs})$, $a_d = \alpha_d(T - T_{cd})$, и γ_s , γ_d - параметры анизотропии эффективных масс для s - и d - компонент. Оси x , y , z направлены вдоль кристаллографических осей a , b , c .

Выберем параметры теории ГЛ таким образом, что в однородном состоянии (без магнитного поля) энергетически выгодна d -компонента параметра порядка ($\Psi_s = 0$). Функционал ГЛ теперь инвариантен лишь при поворотах на $\pi/2$ вокруг оси z , и даже при ориентации оси вихревой структуры вдоль z возможны лишь аксиально-несимметричные решения соответствующих уравнений ГЛ. На фоне вихря доминирующей d -компоненты,

в коре появляется ненулевая s -компонента параметра порядка с дополнительными пятью вихрями. При этом для сингулярных вихревых линий параллельных z мы получаем следующую структуру нулей Ψ_s : один из элементарных вихрей Ψ_s с $n = 1$ расположен в начале координат, выбранном в точке расположения вихря Ψ_d с $n = -1$, а другие четыре вихря Ψ_s с $n = -1$ возникают в вершинах квадрата с центром в начале координат⁷. Вопрос об искажениях структуры кора сингулярного вихря при изменении ориентации магнитного поля относительно кристаллических осей сверхпроводника изучен в [10]. Показано, что при отклонении магнитного поля от c -оси кристалла, происходит смещение вихрей s -компоненты, приводящее к нарушению тетрагональной симметрии вихревой нити. Когда угол отклонения магнитного поля от оси c превышает критический, происходит качественное изменение в структуре s -компоненты: два s -вихря сливаются с s -антивихрем. Изменение структуры кора приводит также к угловой зависимости поля H_{c1} в плоскости ab , соответствующей тетрагональной симметрии [10]. Заметим, что экспериментальное измерение H_{c1} может затрудняться наличием поверхностного энергетического барьера Бина-Ливингстона, препятствующего проникновению вихрей в сверхпроводник. В реальных образцах этот барьер, однако, может быть подавлен за счет дефектов. Анализ этой проблемы в приложении к ВТСП посвящены, в частности, работы [11, 12, 13, 14, 15, 16].

Механизм образования несингулярных вихревых структур в тетрагональных сверхпроводниках связан со спонтанным появлением в коре вихря зародыша Ψ_s с нулевой циркуляцией фазы. Образование такого зародыша приводит к взаимному сдвигу нулей s - и d -компонент и появлению выделенного направления в плоскости ab [8, 9]. Вихревая линия при этом теряет тетрагональную симметрию даже при ориентации магнитного поля вдоль оси c (см. рис.2).

2 Динамика вихревых линий в анизотропных сверхпроводниках.

В данной главе рассмотрено влияние одноосной анизотропии сверхпроводника на динамику вихрей в магнитных полях, близких к H_{c1} . При этом с использованием подхода, основанного на нестационарном уравнении ГЛ рассмотрены два случая.

⁷см. [1] для модели с параметром порядка, соответствующим двумерному представлению, и A.J.Berlinsky et al., Phys.Rev.Lett. 75, 2200 (1995) для модели $d_{x^2-y^2} + s$

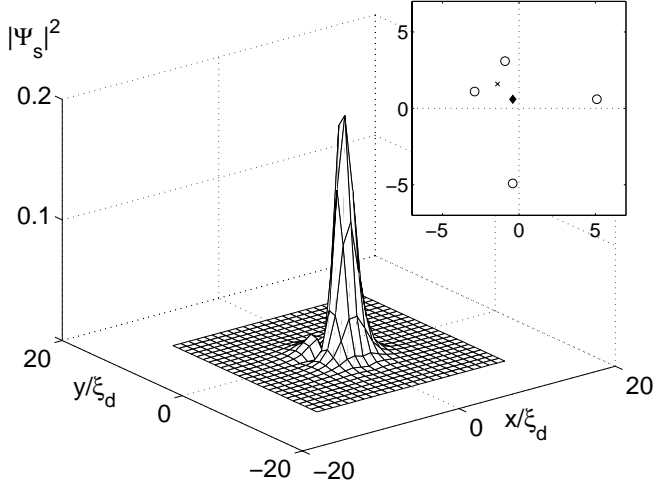


Рис. 2: Типичная структура s -компоненты параметра порядка в коре несингулярного вихря, параллельного оси c . $\xi_d = \hbar \sqrt{K_d / |a_d|}$ - длина когерентности для Ψ_d . На вставке показано расположение элементарных вихрей компоненты Ψ_s . Ромб - положение вихря Ψ_d с $n = -1$, \circ - положение вихрей Ψ_s с $n = -1$, \times - положение вихря Ψ_s с $n = +1$.

1) Предел сравнительно слабой анизотропии, такой, что длина когерентности ξ_c в направлении оси c перпендикулярной сверхпроводящим слоям велика по сравнению с расстоянием между слоями D . В этом случае анизотропию можно учесть в рамках теории ГЛ, если считать эффективную массу тензором (эта модель, в частности, оказывается адекватной для описания целого ряда свойств высокотемпературного сверхпроводника $Y - Ba - Cu - O$).

2) Предел сильной анизотропии, который соответствует слоистым сверхпроводникам со слабой джозефсоновской связью между сверхпроводящими слоями. Целый ряд экспериментальных данных подтверждает, что к таким структурам относятся, например, высокотемпературные сверхпроводники $Bi - Sr - Ca - Cu - O$, $Tl - Ba - Ca - Cu - O$, а также сверхпроводящие сверхрешетки типа $YBa_2Cu_3O_{7-\delta} / (Pr_xY_{1-x})Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, $DyBa_2Cu_3O_7 / (Pr_xY_{1-x})Ba_2Cu_3O_7$, Nb/Cu , $Nb/CuMn$, $Nb/CuGe$, $Nb/Al - AlO_x$. В этих соединениях в широком интервале температур эффективная длина когерентности ξ_c в направлении оси c , перпендикулярной

слоям, оказывается меньше расстояния между слоями D . Это приводит к появлению эффектов, которые не описываются в рамках простой феноменологической теории ГЛ с анизотропным тензором эффективных масс.

В присутствии транспортного тока \mathbf{j}_{tr} на вихревые линии будет действовать сила Лоренца. Тогда в отсутствие пиннинга вихри движутся, обеспечивая появление сопротивления. В изотропном случае уравнение движения вихревой линии без учета пиннинга, искривления вихревых линий и увлечения их сверхтоком выглядит следующим образом: $M\dot{\mathbf{V}}_L + \eta\mathbf{V}_L = \phi_0\mathbf{j}_{tr} \times \mathbf{n}/c$, где ϕ_0 - квант потока, $\mathbf{j}_{tr} = \mathbf{J}_{tr}exp(i\omega t)$, \mathbf{n} - единичный вектор, направленный вдоль оси вихря, M , η , \mathbf{V}_L - инертная масса, вязкость и скорость движения вихря. Известно несколько различных механизмов, ответственных за эффекты инерции при движении вихревой линии. В изотропных сверхпроводниках обычно доминирующий вклад в массу $M_c \sim \hbar^2 N_F$ связан с электронными состояниями в коре (он существенно превосходит, например, электромагнитный вклад, связанный с энергией электрического поля, возникающего при движении вихря). Величина вязкости вблизи T_c может быть оценена с использованием модели Бардина-Стефена, или вычислена более точно в рамках нестационарной теории ГЛ. Как известно, нестационарные уравнения ГЛ справедливы в случае бесщелевой сверхпроводимости, которая может обеспечиваться либо высокой концентрацией парамагнитных примесей, либо неупругой электрон-фононной релаксацией. В коэффициенте вязкости η можно выделить два слагаемых ($\eta_{GL} = \eta_1 + \eta_2$), отвечающих различным механизмам диссипации (см., например, ⁸): 1) диссипация, связанная с релаксацией модуля параметра порядка в коре вихря; 2) омические потери при протекании нормальных токов. Приведем здесь известные выражения для η_1 и η_2 , полученные из нестационарной теории ГЛ: $\eta_1 = \alpha_r \eta_0$, $\eta_2 = \alpha_n \eta_0$, где $\eta_0 = 0.5\sigma u \phi_0 H_{c2}/c^2$, $\alpha_r = 0.279$. Здесь σ - это проводимость нормальных (неспаренных) электронов, а параметр u определяет соотношение длины когерентности ξ и глубины проникновения электрического поля l_E в сверхпроводящем материале ($u = (\xi/l_E)^2 = \hbar c^2/[32\lambda_L^2\sigma(T_c - T)]$). Если бесщелевая ситуация обеспечивается электрон-фононной релаксацией, то $u = 5.79$ ⁹. Для сверхпроводников с высокой концентрацией парамагнитных примесей¹⁰ имеем $u = 12$ и $\alpha_n = 0.159$. Анизотропия должна повлиять на оба процесса диссипации энергии, причем, как будет показано ниже, это влияние различно.

⁸Горьков Л. П, Копнин Н. Б., УФН 116, 413 (1975)

⁹R.J.Watts-Tobin, Y.Krahenbuhl, L.Kramer, J.Low Temp.Phys. 42, 459 (1981)

¹⁰L.P.Gor'kov, G.M.Eliashberg, ЖЭТФ 54, 612 (1968)

2.1 Вязкое движение вихрей в сверхпроводниках с анизотропным тензором эффективных масс

Структура абрикосовского вихря, особенности вихревой решетки в анизотропных сверхпроводниках были подробно изучены в рамках теории ГЛ с анизотропным тензором эффективных масс ¹¹. Обобщением феноменологического подхода ГЛ на нестационарный случай можно воспользоваться и для получения уравнений движения вихря с учетом анизотропии [17]. Здесь мы ограничимся случаем достаточно слабых магнитных полей, когда расстояние между абрикосовскими вихрями в решетке велико, и рассмотрим движение отдельного вихря в обтекающем его стационарном транспортном токе \mathbf{j}_{tr} ($\omega = 0$, и, следовательно, $\frac{\partial \mathbf{V}_L}{\partial t} = 0$). Вязкость в анизотропном случае должна зависеть от направления движения вихря, а следовательно, быть тензором. Уравнение движения принимает вид: $\hat{\eta} \mathbf{V}_L = \phi_0 \mathbf{j}_{tr} \times \mathbf{n}/c$. Будем также считать, что рассматриваемые значения параметра ГЛ $\kappa \gg 1$, а следовательно, в области, где расстояние до центра вихря $r \ll \lambda_L$, можно пренебречь векторным потенциалом \mathbf{A} . Запишем систему уравнений ГЛ ¹²:

$$\tau \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{2} \nabla (\hat{m}^{-1} \nabla f) - af - bf^3 - \frac{\hbar^2}{2} f \nabla \theta \hat{m}^{-1} \nabla \theta \quad (7)$$

$$\tau f^2 \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{2e}{\hbar} \varphi \right) = \frac{\hbar^2}{2} \nabla (f^2 \hat{m}^{-1} \nabla \theta) , \quad (8)$$

где $m_{ij} = m_0(\delta_{ij} + \mu \nu_i \nu_j)$ – тензор масс (ν – единичный вектор вдоль оси анизотропии), φ – электрохимический потенциал, f и θ – амплитуда и фаза параметра порядка $\psi = f e^{i\theta}$, $\tau = \frac{\pi \hbar}{8(T_c - T)}$. Выражение для полного тока имеет вид:

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_s - \hat{\sigma}_n \nabla \varphi = 2e \hbar \hat{m}^{-1} f^2 \nabla \theta - \hat{\sigma}_n \nabla \varphi , \quad (9)$$

¹¹ Балацкий А. В., Бурлачков Л. И., Горьков Л.П., ЖЭТФ, 90, 1478 (1986); Гришин А. М., ФНТ, 9, 277 (1983); Kogan V.G, Phys. Rev. B, 24, 1572 (1981)

¹² Здесь мы пренебрегаем эффектами, связанными с мнимой частью константы релаксации τ в нестационарной теории ГЛ. Не равная нулю мнимая часть τ соответствует нарушению симметрии "частица-дырка", и ее учет приводит к качественным изменениям как в динамике параметра порядка, так и в распределении электрохимического потенциала. В частности, величина и знак $Jm\tau$ влияет на холловскую проводимость в смешанном состоянии (S.Ullah, A.T.Dorsey, Phys.Rev.B 44, 262 (1991); A.T.Dorsey, Phys.Rev.B 46, 8376 (1992); N.B.Kopnin, B.I.Ivlev, V.A.Kalatsky, Письма в ЖЭТФ 55,717 (1992)) и на асимметрию вольт-амперных характеристик контактов нормальный металл-сверхпроводник [18, 19].

где $\hat{\sigma}_n = \sigma_{n0}(\delta_{ij} - \beta\nu_i\nu_j)$ - тензор нормальной проводимости. Используя условие непрерывности тока, получаем:

$$\tau f^2 \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{2e}{\hbar} \varphi \right) = \frac{\hbar}{4e} \nabla (\hat{\sigma}_n \nabla \varphi) . \quad (10)$$

После некоторых масштабных преобразований и поворотов координат [17] уравнение для скорости вихря может быть получено из нестационарной системы уравнений (7-10) аналогично случаю изотропных сверхпроводников⁸: как следствие условия существования слабовозмущенного решения для вихря в движущейся системе координат. Рассмотрим систему координат, где ось z направлена вдоль оси вихря \mathbf{n} , а вектор ν лежит в плоскости xz . Наиболее простой ответ может быть получен если параметры анизотропии тензора масс и нормальной проводимости совпадают ($\beta = \mu/(1 + \mu)$)¹³.

$$\hat{\eta} = \begin{pmatrix} \eta_x & 0 \\ 0 & \eta_y \end{pmatrix}; \quad \eta_x = \eta_{GL} \sqrt{\frac{1 + \mu}{1 + \mu\nu_z^2}}; \quad \eta_y = \eta_{GL} \sqrt{\frac{1 + \mu\nu_z^2}{1 + \mu}} . \quad (11)$$

В общем случае разной анизотропии тензора масс и нормальной проводимости влияние анизотропии на омические потери и диссипацию, связанную с релаксацией параметра порядка в движущемся вихре оказывается различным. Соотношение этих двух механизмов диссипации зависит от величины введенного выше параметра u . Опустив детали вычислений, приведем здесь выражения для компонент тензора вязкости, полученные для модельного ступенчатого распределения параметра порядка в коре вихря ($f = 0$ внутри кора и $f = \sqrt{|a|/b}$ вне кора):

$$\eta_x = \eta_0 \sqrt{\frac{1 + \mu}{1 + \mu\nu_z^2}} \left(\alpha_r + \frac{2 + \mu(1 + 3\nu_z^2 - \beta\nu_x^2)/2 - \beta\nu_x^2/2}{u(1 + \mu\nu_z^2)} \right); \quad (12)$$

$$\eta_y = \eta_0 \sqrt{\frac{1 + \mu\nu_z^2}{1 + \mu}} \left(\alpha_r + \frac{2 + \mu(3 + \nu_z^2 - 3\beta\nu_x^2)/2 - 3\beta\nu_x^2/2}{u(1 + \mu\nu_z^2)} \right) . \quad (13)$$

Приведенное выражение для тензора вязкости дает возможность определить анизотропию сопротивления и зависимость его от направления приложенного магнитного поля. Направление движения вихря не перпендику-

¹³Заметим, что такой предельный случай был рассмотрен также в работе В.И.Ивлиев, Н.В.Корнин, Europhys.Lett. 15(3), 349 (1991)

лярно транспортному току. Поскольку среднее электрическое поле определяется выражением $\mathbf{E} = \mathbf{V} \times \mathbf{V}_L/c$, то оно не параллельно току, и, следовательно, существует компонента электрического поля холловского типа, но пропорциональная модулю магнитного поля.

Сделанная оценка анизотропии вязкости в $YBaCuO$ (для $\mu \simeq 25$, $\beta \simeq 1$ и $u = 12$ получаем $\eta_x(\pi/2)/\eta_x(0) \simeq 4.7$) хорошо согласуется с результатами экспериментов ¹⁴.

2.2 Динамика вихревых линий в слоистых сверхпроводниках с джозефсоновским взаимодействием между слоями

Описание динамики вихрей в рамках нестационарной теории ГЛ с тензором эффективных масс оказывается адекватным только в области температур определяемой условием $\xi_c(T) > D$. Для слоистых сверхпроводящих структур со слабым джозефсоновским взаимодействием между слоями эта область температур соответствует очень малой окрестности T_c . Особенности магнитных и транспортных свойств таких систем широко обсуждаются в последнее время в литературе. В частности, это относится к структуре вихрей в смешанном состоянии этих сверхпроводников. Вихревая линия, наклоненная под углом γ к оси \mathbf{c} (перпендикулярной слоям) представляет собой набор $2D$ -вихрей (каждый из которых имеет сингулярность параметра порядка только в одном сверхпроводящем слое), соединенных отрезками джозефсоновских вихрей. Представление о $2D$ вихрях используется и для описания флуктуаций вихревых линий в смешанном состоянии ВТСП. $2D$ -вихри также могут возникать во внутренних слоях сверхпроводника в результате термически активированного рождения пар вихрь-антивихрь.

Несомненный интерес представляет исследование особенностей динамики вихревых структур, состоящих из $2D$ - и джозефсоновских вихрей [20, 21, 22, 23]. Учет слоистой структуры приводит, в частности, к появлению внутреннего пиннинга вихревых линий, параллельных плоскостям ab . Влияние такого механизма пиннинга на вязкое течение магнитного потока для магнитных полей, близких к H_{c2} , рассматривалось теоретически, например, в ¹⁵. Для изучения динамики вихрей вблизи критической температуры T_c (предполагая при этом выполнение условия $\xi_c \ll D$) мы воспользуемся нестационарным обобщением модели Лоуренса-Дониака, которое строится аналогично нестационарной теории ГЛ в обычном трехмерном

¹⁴M.Golosovsky et al.,Physica C 180, 164 (1991)

¹⁵V.I.Ivlev,N.B.Kopnin, Phys.Rev.B 42, 10052 (1990)

сверхпроводнике. Рассмотрим систему, состоящую из тонких сверхпроводящих пленок (S) толщины d разделенных прослойками изолятора (I) или нормального металла (N) с толщиной $D \gg d$. Как эффекты инерции, так и сила вязкого трения для вихря определяются нетривиальной структурой эффективного кора (рис.3). Для $\tan\gamma < \xi/D$ размер эффективного кора в

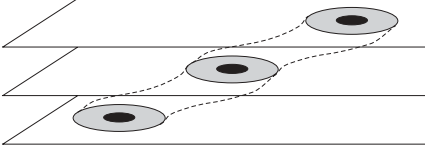


Рис. 3: Структура эффективного кора вихревой линии в слоистом сверхпроводнике. Черным цветом показаны области нормальных коров, серым цветом - области 2D коров, пунктирными линиями - границы джозефсоновских вихрей.

плоскости слоев $\sim \xi$. В области углов $D\tan\gamma > \xi$ эффективный кор состоит из так называемых 2D коров, соединенных джозефсоновскими вихрями, появляющимися при $D\tan\gamma > L_j$, где $L_j = (D\hbar c^2 / (8\pi e \lambda_{ab}^2 J_c))^{1/2}$ - джозефсоновская длина, J_c межслоевой джозефсоновский критический ток, λ_{ab} - лондоновская глубина проникновения в плоскости слоев. Характерный размер 2D кора в плоскости слоев: $a_d \sim \min[D\tan\gamma, L_j]$. Размеры джозефсоновской части эффективного кора по y и z : L_j и D , соответственно.

Запишем уравнения на параметр порядка $\psi_n(\mathbf{r}) = f_n \exp(i\theta_n)$ и выражение для тока (усредненного по периоду структуры D) в n -ной сверхпроводящей плоскости (в калибровке $A_z = 0$):

$$\begin{aligned} \tau \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{2ie\varphi_n}{\hbar} \right) \psi_n = \xi^2 \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c} \mathbf{A}_n \right)^2 \psi_n + \psi_n \\ - |\psi_n|^2 \psi_n + \frac{\xi^2}{L_j^2} (\psi_{n+1} + \psi_{n-1} - 2\psi_n) \end{aligned} \quad (14)$$

$$\mathbf{j}_{n\parallel} = \frac{\hbar c^2 f_n^2}{8\pi e \lambda_{ab}^2} (\nabla\theta_n - \frac{2e}{\hbar c} \mathbf{A}_n) - \sigma_{ab} (\nabla\varphi_n + \frac{1}{c} \dot{\mathbf{A}}_n). \quad (15)$$

Здесь φ_n - электрохимический потенциал в n -ом слое, σ_{ab} - нормальная проводимость в направлении слоя. Плотность тока между слоями дается выражением:

$$(j_z)_{n,n+1} = J_c f_n f_{n+1} \sin(\tilde{\theta}_{n+1,n}) - \sigma_c D^{-1} \tilde{\varphi}_{n+1,n}. \quad (16)$$

где σ_c - нормальная проводимость между слоями, $\tilde{\theta}_{n+1,n} = \theta_{n+1} - \theta_n$, $\tilde{\varphi}_{n+1,n} = \varphi_{n+1} - \varphi_n$.

Остановимся на качественных рассуждениях, указывающих на некоторые существенные отличия рассматриваемой проблемы от задачи о движении вихревой линии в массивном однородном сверхпроводнике. Очевидно, что вклад в вязкость и массу, связанный с областями нормальных коров 2D вихрей, может быть рассчитан также как в изотропном сверхпроводнике. Нетривиальное поведение M и η может быть связано только с областями 2D коров и джозефсоновских вихрей. В частности с увеличением угла γ электромагнитная масса M_{em} должна увеличиваться за счет емкостных эффектов. Действительно, эта масса определяется распределением электрического поля в движущемся вихре. Вне областей нормальных коров и для достаточно больших расстояний между соседними 2D вихрями ($D \tan \gamma > \xi$) усредненная z компонента электрического поля E_{zn} между слоями n и $n+1$ может быть найдена с использованием джозефсоновского соотношения: $E_{zn} = -\hbar \mathbf{V}_L \nabla (\theta_n - \theta_{n+1}) / (2eD)$, где $\theta_n(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t))$ - фаза комплексного параметра порядка в слое n , $\frac{\partial \mathbf{R}}{\partial t} = \mathbf{V}_L$ - скорость вихря. Вне нормального кора E_{zn} спадает как $|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)|^{-1}$ до расстояний $|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)| \sim a_d$, что приводит к логарифмической расходимости энергии электрического поля, обрезаемой на масштабах a_d . Соответствующий вклад в массу, таким образом, пропорционален $\ln(a_d/\xi)$. Такое увеличение M_{em} может быть значительным, если диэлектрическая постоянная слоев изолятора ε_I достаточно велика. Аналогичный логарифмический член появляется в вязкости за счет диссипации, связанной с межслоевыми нормальными токами. Конечно, влияние этих межслоевых токов на распределение скалярного электрохимического потенциала (a , значит, и на подвижность вихря) наиболее существенна для слоистых S/N структур и температур, близких к T_c . Для больших углов $\tan \gamma > L_j/D$ формирование эффективных джозефсоновских коров приводит к дополнительным вкладам в вязкость и массу, которые пропорциональны $D \tan \gamma$. Очевидно, что отрезки джозефсоновских вихрей, параллельные оси x , дают вклад в подвижность вихря только для ненулевой компоненты скорости V_{Ly} . В результате, для больших углов наклона масса и вязкость должны зависеть от ориентации транспортного тока в плоскости (xy) .

Используя метод развитый в ⁸, мы получаем уравнения движения вихревой линии в переменном транспортном токе \mathbf{J}_{tr} , параллельном слоям:

$$\mu_x^{-1} V_{Lx}(\omega) \mathbf{x}_0 + \mu_y^{-1} V_{Ly}(\omega) \mathbf{y}_0 = \frac{\phi_0}{c} \mathbf{J}_{tr}(\omega) \times \mathbf{z}_0, \quad (17)$$

где \mathbf{x}_0 , \mathbf{y}_0 , \mathbf{z}_0 - единичные вектора системы координат. Сила Лоренца в правой части этих уравнений включает как сверхтекучую, так и нормальную

плотности токов. Комплексная динамическая подвижность $\mu_{x,y}$ сильно зависит от угла γ и параметра $s = l_c^2/D^2$, характеризующего отношение глубины проникновения электрического поля вдоль оси z ($l_c = \xi\sqrt{\sigma_c/u\sigma_{ab}}$) к периоду структуры. Для S/I систем $l_c \sim \xi_c$ и, следовательно, $s \ll 1$ в рассматриваемом температурном интервале. В этом случае получаем следующие соотношения для подвижностей:

$$\mu_x^{-1} = [i\omega(M_c + M_{2D}) + \eta_c + \eta_{2D}]D^{-1} \quad (18)$$

$$\mu_y^{-1} = \mu_x^{-1} + (i\omega M_j + \eta_j)\tan\gamma \quad (19)$$

$$M_{2D} = \frac{\hbar^2 \varepsilon_I}{8e^2 D} \ln(1 + a_d/\xi); \quad \eta_{2D} = \frac{4\pi\sigma_c M_{2D}}{\varepsilon_I} \quad (20)$$

$$\eta_j \simeq \frac{\sigma_c \phi_0^2}{\pi c^2 D L_j}; \quad M_j = \frac{\varepsilon_I \eta_j}{4\pi\sigma_c} \quad (21)$$

где $\eta_c = \eta_0 \alpha_1 D$, $M_c = \eta_0 \tau \alpha_2 D$ и α_1, α_2 - постоянные порядка единицы. Члены η_c и $i\omega M_c$ связаны с диссипативными и инерциальными эффектами в областях нормальных коров. Логарифмические члены η_{2D}, M_{2D} в (20) можно рассматривать как вязкость и массу отдельного 2D вихря. Оценим отношение M_{2D}/M_c для ВТСП (для области углов $\tan\gamma \gg \xi/D$). Для параметров $Bi - 2 : 2 : 1 : 2$ ($D \simeq 15\text{Å}$, $\varepsilon_I \simeq 10$, $\sigma_{ab}^{-1}(T \sim T_c) \sim 10^{-4}\Omega\text{см}$, $\xi(T=0) = \xi_0 \simeq 20 - 40\text{Å}$, $T_c \simeq 80 - 90\text{K}$, $L_j/D \simeq 300 - 1000$)¹⁶ получаем:

$$\frac{M_{2D}}{M_c} \simeq \frac{4\varepsilon_I \xi_0^2 T_c}{\pi^2 \alpha_2 \hbar u D^2 \sigma_{ab}} \ln \frac{a_d}{\xi} \sim 0.1 \ln \frac{a_d}{\xi}.$$

Таким образом, для $\tan\gamma > L_j/D$ имеем $M_{2D} \sim M_c$, и, следовательно электромагнитная масса M_{2D} может быть существенна для описания вихревой динамики в ВТСП. Члены η_j и M_j соответствуют вязкости и массе на единицу длины джозефсоновского вихря.

Нормальные токи в несверхпроводящих слоях приводят к проникновению поля \mathbf{E} , возникающего вокруг 2D вихря (движущегося в плоскости $z = nD$) на конечную глубину l_c вдоль оси z . Для S/N многослойных структур величина l_c может превышать период D . Это приводит к существенному уменьшению потенциала φ_n в областях 2D коров. В результате фаза параметра порядка в этих областях удовлетворяет уравнению диффузионного типа с постоянной диффузии $D_\theta = \xi^2/\tau$. Возмущения фазы распространяются через 2D кор за характерные времена $t_0 \sim a_d^2/D_\theta$. Если частота ω приложенного переменного поля превышает $\omega_0 \sim t_0^{-1}$, то в задаче появляется существенная временная дисперсия и логарифмическая расходимость

¹⁶R.Kleiner et al., Phys.Rev.B 50, 3942 (1994)

коэффициента подвижности обрезается на масштабе $L_\omega \sim \sqrt{D_\theta/\omega}$. Заметим, что в случае нулевой частоты ω и достаточно большой скорости движения вихря логарифмическая расходямость вязкости может обрезаться также масштабом длины $L_v = \frac{8(T_c - T)\xi^2}{\pi \hbar V_L}$, определяемым скоростью V_L . Это обстоятельство приводит к нелинейным эффектам в динамике 2D вихрей при $L_v < a_d$.

Справедливость этих качественных аргументов подтверждается прямыми вычислениями. В качестве примера рассмотрим здесь только предел $l_c \gg D$ ($s \gg 1$) соответствующий случаю S/N структур, по крайней мере для температур, близких к T_c . Ограничимся также частотным диапазоном $\omega\tau \ll 1$ ($L_\omega \gg \xi$). Динамическая подвижность имеет вид $\mu_{x,y}^{-1} = (1 + i\omega\tau/u)\eta_{x,y}$, где величины $M_{x,y} = \tau\eta_{x,y}/u$ и $\eta_{x,y}$ можно рассматривать как компоненты тензоров эффективной массы и вязкости,

$$\begin{aligned} \eta_x &\simeq \eta_0 (\beta_1 + \ln(1 + L_m/\xi)) \\ &+ \left(\ln \left(1 + \frac{\min[L_\omega, a_d\sqrt{s}]}{\xi + L_m} \right) + \beta_2 \right) / \sqrt{1 + (D\tan\gamma/L_j)^2} \\ \eta_y &\simeq \eta_0 (\beta_1 + \ln(1 + L_m/\xi)) \\ &+ \sqrt{1 + (D\tan\gamma/L_j)^2} \left(\ln \left(1 + \frac{\min[L_\omega, a_d\sqrt{s}]}{\xi + L_m} \right) + \beta_2 \right), \end{aligned} \quad (22)$$

$|\beta_{1,2}| \lesssim 1$, $L_m = \min[a_d, L_\omega]$. Логарифмические по ω члены дают вклад в динамическую подвижность в диапазоне частот $s^{-1}\xi^2 a_d^{-2} < \omega\tau < 1$. Для $\sqrt{s}D\tan\gamma < \xi$ логарифмические члены в (22) малы: эффективная масса и вязкость определяются областями нормальных коров. В противоположном пределе ($\sqrt{s}D\tan\gamma > \xi$) эти члены велики и мы можем пренебречь β_1, β_2 в широком диапазоне частот. Для высоких частот $\omega\tau > 1$ подвижность вихря полностью определяется динамикой параметра порядка в нормальном коре.

3 Квазичастичные возбуждения в смешанном состоянии сверхпроводников с анизотропным спариванием.

Эта глава посвящена теоретическому анализу электронной структуры изолированного вихря и вихревых решеток в сверхпроводнике с d -спариванием [24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31]. Такие исследования в значительной степени

иницированы результатами целого ряда экспериментов, указывающих на существование анизотропного спаривания d -типа в ВТСП. Спектр и волновые функции низколежащих возбуждений в вихревых состояниях систем с d -спариванием оказываются существенно отличными от тех, которые хорошо известны для s -сверхпроводников. Вывод о нетривиальной природе элементарных возбуждений в d случае может быть сделан уже на основе полуклассической модели спектра квазичастиц ¹⁷, учитывающей локальный Допплеровский сдвиг энергии за счет сверхтекучей скорости \mathbf{V}_s :

$$\varepsilon^\pm(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = \pm \sqrt{\hbar^2 V_F^2 (k - k_F)^2 + \Delta^2(\mathbf{k})} + \hbar \mathbf{k} \mathbf{V}_s(\mathbf{r}), \quad (23)$$

где V_F - скорость Ферми. Здесь мы ограничимся случаем двумерной Ферми поверхности, что представляется адекватным для ВТСП. Выберем параметр порядка, описывающий смешанное состояние d -сверхпроводника, в виде: $\Delta(\mathbf{k}, \mathbf{R}) = \Delta_d(\mathbf{k})\Psi(\mathbf{R})$, где $\Psi(\mathbf{R}) = \exp(i\chi)$ - параметр порядка в теории ГЛ, $\Delta_d = \Delta_0 k_x k_y / k_F^2$. Оси x и y здесь выбраны так, что для случая $YBaCuO$ они наклонены под углом $\pi/4$ к осям a и b в плоскости CuO_2 . Пусть магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости xy ($\mathbf{H} = -H\mathbf{z}_0$).

Полуклассическая модель позволяет выяснить существенную роль де-локализованных квазичастиц в формировании локальной плотности состояний $N(\varepsilon, \mathbf{r})$ вокруг вихревой линии, которая спадает как r^{-1} при увеличении расстояния r от центра вихря. Соответствующий вклад в $N(\varepsilon = 0, \mathbf{r})$, усредненную по решетке вихрей, имеет вид : $\langle N(\varepsilon = 0) \rangle \propto N_F \sqrt{H/H_{c2}}$, где N_F - плотность состояний на поверхности Ферми в нормальной фазе ¹⁸. Полуклассическая модель существенно основана на следующих приближениях: во-первых, мы предполагаем, что параметр порядка и сверхтекучая скорость модулированы на масштабах, значительно больших размера волнового пакета; во-вторых, мы пренебрегаем квантовомеханическими эффектами, связанными с рассеянием на потенциалах Ааронова-Бома, создаваемых вихрями, а также не учитываем квантования Ландау при движении квазичастиц по циклотронным орбитам, формирующимся в конечном магнитном поле в вихревой решетке. Для s -сверхпроводников в магнитном поле $H \ll H_{c2}$ первое приближение нарушается в области кора

¹⁷Г.Е.Воловик, Письма в ЖЭТФ 58, 457 (1993)

¹⁸Заметим, что в тонких пленках d сверхпроводников зависимость плотности состояний от магнитного поля может отличаться от массивных образцов (см.[24]): в слабых полях $H < \tilde{H} \simeq \phi_0 / \lambda_{eff}^2$ (если расстояние между вихрями больше эффективной глубины проникновения магнитного поля λ_{eff}) $\langle N(\varepsilon = 0) \rangle \propto N_F H \ln(\tilde{H}/H) / \sqrt{H_{c2}\tilde{H}}$, тогда как в сильных полях восстанавливается корневая зависимость от поля, характерная для объемных образцов.

вихря и, следовательно, полуклассическая модель не позволяет описать локализованных состояний Кароли - де Жена - Матрикона. Для делокализованных состояний с энергиями выше сверхпроводящей щели эта модель справедлива, хотя в очень чистых сверхпроводниках квантование Ландау для квазичастиц, прецессирующих вокруг Ферми поверхности, может быть существенным. Для того, чтобы определить размер волнового пакета в d -случае, можно рассмотреть спектр низколежащих квазичастиц с импульсами вблизи нулей щели \mathbf{k}_i ($i = 1, 2, 3, 4$) в однородном состоянии:

$$\varepsilon_i^\pm = \pm \hbar \sqrt{V_F^2 q_\perp^2 + V_\Delta^2 q_\parallel^2}, \quad (24)$$

где (q_\parallel, q_\perp) характеризуют отклонение полного импульса от \mathbf{k}_i , q_\perp (q_\parallel) перпендикулярен (тангенциален) к Ферми поверхности. Можно выделить следующие характерные масштабы волновых функций: атомный масштаб k_F^{-1} и две длины волны для медленно меняющейся огибающей $l_\perp \sim q_\perp^{-1} \sim \hbar V_F / \varepsilon$, $l_\parallel \sim q_\parallel^{-1} \sim \hbar V_\Delta / \varepsilon$. Масштабы l_\perp и l_\parallel и определяют размер волнового пакета, который расходится в пределе малых энергий. Для $\varepsilon \lesssim \hbar V_F / R_v$ величина l_\perp даже превышает межвихревое расстояние R_v (характерный масштаб изменения сверхтекучей скорости). Именно эта расходимость и приводит к существенной роли квантовомеханических эффектов во взаимодействии квазичастиц с вихревой структурой при низких энергиях.

Анализ этих эффектов выполнен в работах [25, 26, 27, 28, 29, 30, 31] на основе аналитического приближенного решения уравнений Боголюбова-де Жена для низкоэнергетических состояний квазичастиц с импульсами, лежащими вблизи направлений на нули параметра порядка. В квазиклассическом пределе $k_F \xi \gg 1$ в волновых функциях квазичастиц с импульсами, близкими к одному из нулей щели (например, $\mathbf{k}_1 = (k_F, 0)$), можно выделить осцилляции на малом масштабе k_F^{-1} $((u, v) = (\tilde{u}, \tilde{v}) \exp(i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}))$ и, таким образом, упростить нелокальный оператор щели в уравнениях Боголюбова-де Жена. Запишем уравнения для волновых функций $\hat{g} = (\tilde{u} \exp(-i\chi), \tilde{v})$: $\hat{H}_{SL} \hat{g} = \varepsilon \hat{g}$. Вне коров вихрей линеаризованный по градиентным членам гамильтониан \hat{H}_{SL} имеет вид: $\hat{H}_{SL} = \hat{H}_0 + |e|\varphi$, где $\hat{H}_0 = V_F \hat{\sigma}_z \hat{p}_x + V_\Delta \hat{\sigma}_x \hat{p}_y$, $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar \nabla + \hbar \nabla \chi / 2$, $\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_z$ - матрицы Паули, $\varphi = M V_F V_{sx} / |e|$ - Доплеровский сдвиг энергии квазичастиц, M - эффективная масса электрона, $\mathbf{V}_s = V_{sx} \mathbf{x}_0 + V_{sy} \mathbf{y}_0$, $\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0, \mathbf{z}_0$ - единичные вектора системы координат с осью \mathbf{z}_0 выбранной вдоль s . Эти уравнения были получены в ¹⁹ в пренебрежении кривизной Ферми поверхности и, следовательно, справедливы лишь при малых энергиях возбуждений ε . Поле \mathbf{V}_s есть суперпозиция вкладов от отдельных вихрей, расположенных в точках \mathbf{r}_i :

¹⁹S.H.Simon and P.A.Lee, Phys.Rev.Lett. 78, 1548 (1997)

$\mathbf{V}_s(\mathbf{r}) = \hbar \sum_i K_1(|\mathbf{d}_i|)[\mathbf{z}_0, \mathbf{e}_i]/(2M\lambda_L)$, where $\mathbf{d}_i = (\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)/\lambda_L$, K_1 - функция Макдональда, $\mathbf{e}_i = \mathbf{d}_i/|\mathbf{d}_i|$. Полученные уравнения аналогичны тем, которые описывают квантовую механику безмассовой Дираковской частицы с зарядом $|e|$ в поле векторного потенциала $\mathbf{a} = -\phi_0 \nabla \chi / (2\pi)$ соленоидов Ааронова-Бома и скалярного потенциала φ двумерных электрических диполей с моментами $\mathbf{P} = -0.5\hbar V_F \mathbf{y}_0 / |e|$ экранированных на масштабе Лондоновской глубины проникновения λ_L . Каждый соленоид несет квант магнитного потока ϕ_0 и, следовательно, ему соответствует максимальная амплитуда рассеяния.

3.1 Изолированная вихревая линия в d-сверхпроводнике: эффект Ааронова-Бома для квазичастиц.

В этом разделе рассмотрено влияние потенциала сверхтекучей скорости и потенциала Ааронова-Бома на структуру возбужденных состояний вблизи изолированного вихря [25, 26]. В силу того, что длина волны безмассовой Дираковской частицы расходится при $\varepsilon \rightarrow 0$ сечение рассеяния на соленоиде Ааронова-Бома также оказывается расходящимся в пределе малых энергий ²⁰: $\frac{d\sigma}{d\theta} \propto \varepsilon^{-1}$. В результате векторный потенциал Ааронова-Бома оказывает существенное влияние на волновые функции низколежащих возбуждений и, как следствие, на плотность состояний квазичастиц. Наиболее просто этот эффект может быть проанализирован в пределе изотропного закона дисперсии $V_F = V_\Delta = V$. Рассмотрим сначала область расстояний от центра вихря $r > \lambda_L$, что позволяет нам пренебречь потенциалом сверхтекучей скорости. Введем полярную систему координат с центром на оси вихря r, θ . Собственные функции гамильтониана \hat{H}_0 имеют вид:

$$\hat{g}_m^{(1)} \propto (1 + i\hat{\sigma}_x) \sqrt{\frac{k}{L}} \begin{pmatrix} e^{im\theta} J_{m+1/2}(kr) \\ \text{sgn}\varepsilon e^{i(m+1)\theta} J_{m+3/2}(kr) \end{pmatrix}, \quad (25)$$

$$\hat{g}_m^{(2)} \propto i\hat{\sigma}_y e^{-i\theta} (\hat{g}_m^{(1)})^*, \quad (26)$$

где J_ν - функции Бесселя, m - целые числа, $|\varepsilon| = \varepsilon_k = \hbar V k$, и L - размер системы. Волновые функции $\hat{g}_m^{(1)}$ и $\hat{g}_m^{(2)}$ с $m \geq 0$ регулярны при малых r . Соответствующая этим решениям локальная плотность состояний $N(\varepsilon, r)$ близка к нулю в области $r < \hbar V / |\varepsilon|$ и выходит на свое значение в отсутствие

²⁰M.G.Alford and F.Wilczek, Phys. Rev. Lett. 62, 1071 (1989); C.R.Hagen, Phys. Rev. Lett. 64, 503 (1990).

вихря $N_\infty \propto |\varepsilon|$ при $r \gg \hbar V/|\varepsilon|$. Решения с отрицательными m расходятся в начале координат и ответственны за формирование отличной от нуля плотности состояний в области $r < \hbar V/|\varepsilon|$. Величина $N_0 = N(\varepsilon = 0)$, таким образом, в основном определяется состояниями $g_{-1}^{(1)}$ и $g_{-1}^{(2)}$, наиболее медленно спадающими с ростом r (как $r^{-1/2}$): $N_0 \sim (\hbar V r)^{-1}$. Указанные квазичастичные состояния не являются локализованными в коре (в отличие от случая s -сверхпроводника), а спектр оказывается непрерывным, что согласуется с численными результатами ²¹.

Для получения решения в области промежуточных расстояний $\xi \ll r \ll \lambda_L$ необходимо учесть также рассеяние квазичастиц на потенциале сверхтекучей скорости. Это может быть сделано аналитически в пределе $\varepsilon \ll \hbar V/\lambda_L$:

$$\hat{g}_\mu = (1 + i\hat{\sigma}_x)r^{\mu+1/2} \exp(-i\theta(1 + \hat{\sigma}_z)/2) \hat{G}_\mu(\theta), \quad (27)$$

где функция $\hat{G}_\mu(\theta)$ удовлетворяет уравнению:

$$i \frac{\partial}{\partial \theta} \hat{G}_\mu + (1 + \mu) \hat{\sigma}_z \hat{G}_\mu + \frac{\sin \theta}{2} \hat{\sigma}_x \hat{G}_\mu = 0. \quad (28)$$

μ определяется из условия: $\hat{G}_\mu(\theta) = \hat{G}_\mu(\theta + 2\pi)$. Наиболее медленно спадающие решения соответствуют $\mu = -1$:

$$\hat{G}_{-1}^{(1)} = C(\cos \gamma, -i \sin \gamma), \quad \hat{G}_{-1}^{(2)} = i \hat{\sigma}_y (\hat{G}_{-1}^{(1)})^*, \quad (29)$$

где $\gamma = \cos \theta/2$, а постоянная $C \propto L^{-1/2}$ определяется из сшивки с решением в области больших $r > \lambda_L$. Расходимость при малых $r < \xi$ обрывается за счет сшивки с решением в коре. Плотность состояний, таким образом, ведет себя как r^{-1} при всех $r > \xi$, а не только в области $r < \lambda_L$ (последнее было бы справедливо в рамках полуклассической модели без учета эффекта Ааронова-Бома). Обобщение решения на случай $V_F \neq V_\Delta$ (который представляется более реалистичным для ВТСП) дает следующее выражение для плотности состояний (с учетом вкладов от всех нулей Δ):

$$\hbar N_0 \sim (V_\Delta^2 x^2 + V_F^2 y^2)^{-1/2} + (V_\Delta^2 y^2 + V_F^2 x^2)^{-1/2}. \quad (30)$$

Угловая зависимость плотности состояний определяется анизотропией Дираковского спектра. При $V_F \gg V_\Delta$ и заданном r плотность состояний имеет узкие максимумы вдоль направлений на нули Δ (см. рис.4).

Заметим, что для случая захваченного в полом цилиндре вихря, несущего M_ϕ квантов магнитного потока, индуцированная за счет эффекта

²¹M.Franz and Z.Tesanovic, Phys.Rev.Lett. 80, 4763 (1998)

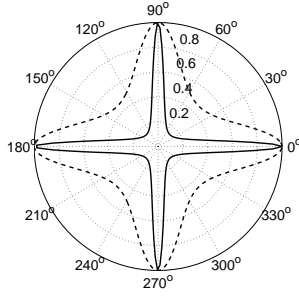


Рис. 4: Угловая зависимость плотности состояний $N(\varepsilon = 0, \theta)/N(\varepsilon = 0, \theta = 0)$ в полярных координатах для $V_F/V_\Delta = 5$ (пунктирная линия) и $V_F/V_\Delta = 20$ (сплошная линия).

Ааронова-Бома плотность состояний будет осциллировать в зависимости от четности числа M_ϕ . Полученные результаты позволяют, тем самым, предложить новый тип интерференционных экспериментов, которые могут быть использованы в качестве теста на анизотропное спаривание.

3.2 Спектр квазичастиц в вихревых решетках сверхпроводников с d -спариванием.

Рассмотрим теперь особенности квантовой механики квазичастиц в вихревой решетке [27, 28, 29, 30, 31]. Пусть магнитное поле удовлетворяет условию $H_{c1} \ll H \ll H_{c2}$, что позволяет нам пренебречь в дальнейшем его неоднородностью в решетке вихрей и выбрать векторный потенциал в виде $\mathbf{A} = H\nu\mathbf{x}_0$. Для квазичастиц с импульсами, близкими к направлениям на нули Δ , волновые функции спадают очень медленно и, как следствие, для корректного расчета спектра в вихревой решетке необходимо учитывать полное поле сверхтекучей скорости \mathbf{V}_s и потенциалы Ааронова-Бома, создаваемые всеми вихрями, и их влияние на волновые функции с радиусом локализации порядка (или больше) межвихревого расстояния R_v . Ограничимся рассмотрением двух частных типов периодических вихревых структур (которые согласно ряду теоретических работ оказываются энергетически выгодными в определенных областях фазовой диаграммы $H - T$ для d -сверхпроводников) с основными векторами решетки: (I) $\mathbf{a}_1 = a\mathbf{x}_0$, $\mathbf{a}_2 = \sigma_L a\mathbf{y}_0$, $H\sigma_L a^2 = \phi_0$ (прямоугольная решетка); (II) $\mathbf{a}_1 = a\mathbf{x}_0$, $\mathbf{a}_2 = a(\mathbf{x}_0/2 - \sigma_L\mathbf{y}_0)$, $H\sigma_L a^2 = \phi_0$ (треугольная решетка).

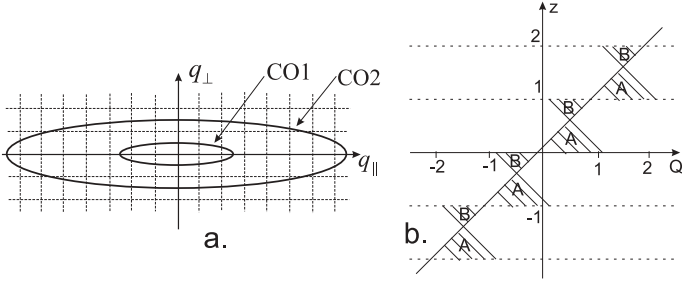


Рис. 5: а. Циклотронные орбиты (CO1,CO2) и границы зон Бриллюэна для квадратной решетки и анизотропного Дираковского спектра. б. Области разрешенного классического движения ($z = y/(\sigma_L a)$, $Q = q_x a/\pi$).

Гамильтониан задачи коммутирует с операторами магнитных трансляций на вектора решетки и общее решение может быть записано в виде:

$$\hat{g} = \sum_n e^{ix(q_x + 2\pi n/a) + 2in\sigma_L q_y a} \hat{G}(y - 2n\sigma_L a, \mathbf{q}), \quad (31)$$

где n - целое, а \mathbf{q} - квазиимпульс, лежащий в первой магнитной зоне Бриллюэна: $-\pi/(2a) < q_x < \pi/(2a)$, $-\pi/(2\sigma_L a) < q_y < \pi/(2\sigma_L a)$. Волновая функция $\hat{G}(y, \mathbf{q})$ локализована в области с размером L_{loc} определяемым \mathbf{q} и энергией. В случае если мы пренебрегаем потенциалом сверхтекучей скорости и неоднородностью поля соленоидов Ааронова-Бома, квазичастицы движутся по циклотронным орбитам в среднем однородном магнитном поле, а их спектр дается общими формулами, описывающими квантование Ландау для анизотропного закона дисперсии²². При низких энергиях, однако, указанные периодические потенциалы приводят к снятию вырождения уровней Ландау относительно центра циклотронной орбиты. Другими словами, эти потенциалы отвечают за расщепление циклотронных орбит в q -пространстве вблизи границ зон Бриллюэна (см.рис.5а), и мы получаем зонный спектр.

В случае большой анизотропии $\alpha = V_F/V_{\Delta} \gg 1$ можно разделить два режима с качественно разным поведением спектра. Для $\varepsilon < 0.5\varepsilon^*$ ($\varepsilon^* = \pi\hbar V_F/a \sim \Delta_0 \sqrt{H/H_{c2}}$) перекрытие гармоник в (31) мало ($L_{loc} < 2\sigma_L a$), что позволяет усреднить периодические потенциалы в направлении

²²L.P.Gor'kov and J.R.Schrieffer, Phys. Rev. Lett. 80, 3360 (1998); P.W.Anderson, Report No. cond-mat/9812063; N.B.Kopnin and V.M.Vinokur, Phys. Rev. B 62, 9770 (2000).

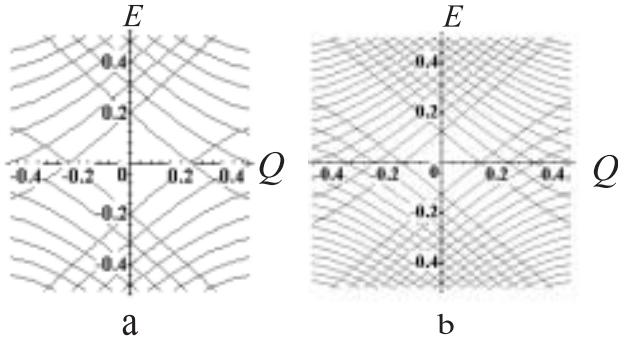


Рис. 6: Спектр квазичастиц для $\pi\sigma_L\alpha = 50$ (а) и $\pi\sigma_L\alpha = 100$ (б).

x . Такое упрощение есть естественное следствие малого размера циклотронной орбиты (СО1 на рис.5а) в направлении на нуль щели по сравнению с размером зоны Бриллюэна. Волновая функция в 1D режиме локализована в направлении y , при этом область локализации смещается в y направлении при изменении $q_x = \pi Q/a$ (см. рис. 5б). Энергетический спектр разбивается на зоны: уровни энергии $\varepsilon_n(q_x) = \varepsilon^* E_n(Q, \sigma_L\alpha)$ зависят при этом от дискретного квантового числа и периодичны по волновому числу q_x с периодом π/a (см. рис.6). Ветки спектра в таком 1D режиме практически не имеют дисперсии по q_y (q_{\parallel}).

Наличие экстремальных точек в спектре при определенных $\varepsilon = \tilde{\varepsilon}_n$ приводит к появлению особенностей ван Хова в зависимости плотности состояний от энергии (в 1D режиме $\delta N(\varepsilon) \sim |\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_n|^{-1/2}$). Расстояние между особенностями по энергии дается выражением $\delta\varepsilon \sim \varepsilon^*/(2\sigma_L\alpha)$.

Кроссовер от 1D к 2D режиму происходит при $\varepsilon_c \sim 0.5\varepsilon^*$, когда размер циклотронной орбиты в направлении q_x (q_{\perp}) становится больше размера первой зоны Бриллюэна (СО2 на рис.5а). При этом появляется существенная дисперсия энергии по q_y , и особенности ван Хова становятся более слабыми (мы получаем набор разрывов и логарифмических расходимостей в $N(\varepsilon)$).

Если мы пренебрегаем осцилляциями плотности состояний как функции энергии (связанными с особенностями ван Хова), то мы можем проанализировать пространственные распределения $N(\varepsilon, \mathbf{r})$ в рамках модифицированной полуклассической модели, в которой Доплеровский сдвиг энергии усреднен в направлении на нуль щели. В отсутствие рассеяния на

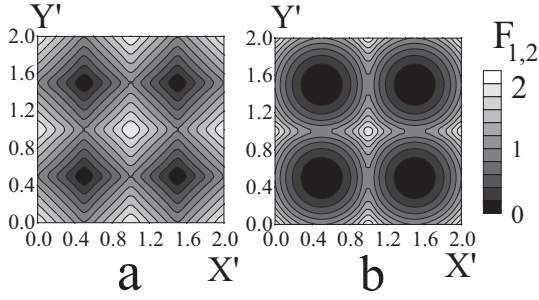


Рис. 7: Линии уровня для функций F_1 (a) и F_2 (b), определяющих пространственное распределение плотности состояний в квадратной решетке в чистом и грязном пределах ($x' = x/a$, $y' = y/a$).

примесях локальная плотность состояний дается выражением:

$$N(\varepsilon = 0) \simeq \frac{N_F}{8} \sqrt{\frac{\pi\sigma_L H}{2H_{c2}}} F_1(x, y). \quad (32)$$

Для частного случая квадратной решетки линии уровня функции $F_1(x, y)$ изображены на рис. 7а. Усредненная по решетке плотность состояний (при $\varepsilon = 0$) имеет вид: $\langle N \rangle = \tilde{\gamma} N_F h(\sigma_L) \sqrt{H/H_{c2}}$, где $h(\sigma_L) = \sigma_L^{1/2} + \sigma_L^{-1/2}$ ($h(\sigma_L) = \sigma_L^{1/2} + 0.5\sigma_L^{-1/2}$) для решеток типа I (II), $\tilde{\gamma} = \sqrt{\pi/128}$. В случае, если структура решетки остается неизменной при увеличении H , $\langle N \rangle$ зависит от магнитного поля по корневому закону. Зависимость $\sigma_L(H)$ и возможные фазовые переходы между различными типами вихревых решеток (обсуждаемые в литературе) могут привести к существенным особенностям в поведении плотности состояний как функции магнитного поля. Для сильного рассеяния на примесях (в унитарном пределе) мы получаем следующее поведение плотности состояний:

$$N \simeq N(H = 0) \left(1 + \frac{\Delta_0 H \sigma_L}{64 \Gamma_u H_{c2}} F_2(x, y) \right), \quad (33)$$

где $N(H = 0)$ - плотность состояний в отсутствие поля, $\Gamma_u = n_{imp}/(\pi N_F)$, n_{imp} - концентрация точечных дефектов, линии уровня функции $F_2(x, y)$ для квадратной решетки изображены на рис. 7б. Ширина и амплитуда пиков в локальной плотности состояний уменьшаются, средняя плотность состояний в грязном пределе пропорциональна магнитному полю.

4 Электронная структура и транспортные свойства смешанного состояния в мезоскопических сверхпроводниках.

Вопрос о структуре смешанного состояния в мезоскопических сверхпроводниках (с размерами несколько длин когерентности) вызывает в последнее время большой интерес экспериментаторов и теоретиков. В таких сверхпроводниках может существовать только малое число вихрей, которые испытывают сильное влияние граничных эффектов, и энергетически выгодные конфигурации существенно отличаются от вихревых структур в массивных сверхпроводниках. За счет баланса конкурирующих сил, действующих на вихри со стороны экранирующего тока, текущего вдоль границы образца, и сил отталкивания между отдельными вихрями оказывается возможным существование экзотических вихревых состояний (многоквантовых вихрей и вихревых молекул с расстоянием между особенностями фазы параметра порядка меньшим длины когерентности), нереализующихся в массивных образцах. Экспериментальные и теоретические исследования таких систем указывают на наличие целого ряда фазовых переходов в магнитном поле, связанных как с изменением числа вихрей в образце (переходы первого рода), так и с перестройкой вихревых конфигураций (например, переходы второго рода, связанные с распадом многоквантовых вихрей). Очевидно, что геометрия образцов должна сильно влиять на фазовую диаграмму таких систем. В частности, в ²³ было предложено новое экзотическое состояние, реализующееся вблизи верхнего критического поля в мезоскопических сверхпроводниках квадратной формы и состоящее из вихрей и антивихрей. На основе численного моделирования нестационарных уравнений ГЛ в работе [32] была исследована устойчивость такой вихревой конфигурации, и показано, что существование ее сильно зависит от нарушений симметрии, вызванными наличием малых дефектов.

Фазовые переходы между различными вихревыми конфигурациями безусловно должны оказывать влияние на электронную структуру мезоскопического сверхпроводника [33]. Эта структура должна обладать рядом качественно новых черт по сравнению со структурой спектра возбуждений в смешанном состоянии массивного образца. Уменьшение расстояния между вихрями в вихревых молекулах, а тем более образование многоквантовых вихрей, должны приводить к новым интерференционным эффектам для квазичастиц в мезоскопической системе.

²³L.F.Chibotaru et al., Nature 408, 833 (2000)

4.1 Электронная структура многоквантовых вихрей и вихревых молекул в мезоскопических сверхпроводниках.

В этом разделе электронная структура и плотность состояний для различных типов вихревых структур проанализирована в рамках теории Боголюбова-де Жена:

$$\hat{h}_0 \left(-i\nabla + \frac{\pi}{\phi_0} \mathbf{A} \right) u(\mathbf{r}) + \Delta(\mathbf{r})v(\mathbf{r}) = \varepsilon u(\mathbf{r}) \quad (34)$$

$$-\hat{h}_0 \left(i\nabla + \frac{\pi}{\phi_0} \mathbf{A} \right) v(\mathbf{r}) + \Delta^*(\mathbf{r})u(\mathbf{r}) = \varepsilon v(\mathbf{r}) , \quad (35)$$

где $\hat{h}_0(\mathbf{k}) = \hbar^2 \mathbf{k}^2 / (2M) - E_F$. Рассмотрим тонкий диск толщины $d < \lambda_L$ и радиуса $R \ll \lambda_{eff} = \lambda_L^2 / d$, что позволяет считать магнитное поле однородным и выбрать векторный потенциал в виде $A_\theta = -Hr/2$. Введем цилиндрическую систему координат (r, θ, z) с осью z перпендикулярной плоскости диска и началом координат в центре диска. Для описания вихревых молекул различной симметрии выберем параметр порядка в виде: $\Delta = \Delta_0(\Psi(r)e^{im\theta} + D(r))$, где Ψ решение уравнений ГЛ для многоквантового вихря в центре диска во внешнем поле H . Внутри кора такого вихря (т.е. при $r \ll r_c$, r_c – радиус кора): $\Psi \sim (r/r_c)^m$. Вблизи края диска Ψ также подавлен за счет экранирующих токов. Функция D спадает экспоненциально с ростом r на масштабе $r_d \sim r_c$, и введена чтобы описать расщепление многоквантового вихря на индивидуальные вихри, расположенные на некотором расстоянии a от центра диска. Для вихревой молекулы малого размера ($a \ll r_c$) имеем $D(0) \propto (a/r_c)^m$. В частном случае $D(r) = 0$ мы получаем многоквантовый вихрь с циркуляцией фазы при обходе вокруг центра $2\pi m$, а собственные функции $\hat{\psi} = (u, v)$ при этом обладают сохраняющимся орбитальным моментом μ :

$$\hat{\psi}_\mu = \exp(ik_z z + i\mu\theta + i\hat{\sigma}_z m\theta/2) \hat{f}_\mu(r), \quad (36)$$

где $\hat{f}_\mu(r)$ удовлетворяет уравнению:

$$\hat{\sigma}_z \frac{\hbar^2}{2M} \left(-\hat{f}_{rr}'' - \frac{1}{r} \hat{f}_r' + \left(\frac{\mu}{r} + \hat{\sigma}_z \frac{M}{\hbar} V_s(r) \right)^2 \hat{f} - k_r^2 \hat{f} \right) + \hat{\sigma}_x \Delta \hat{f} = \varepsilon \hat{f}. \quad (37)$$

Здесь μ – целое (полуцелое) для четных (нечетных) m , $k_r^2 + k_z^2 = k_F^2$. Согласно общей теории²⁴ число аномальных веток спектра ε_μ , пересекающих

²⁴Г.Е.Воловик, Письма в ЖЭТФ 57, 233 (1993)

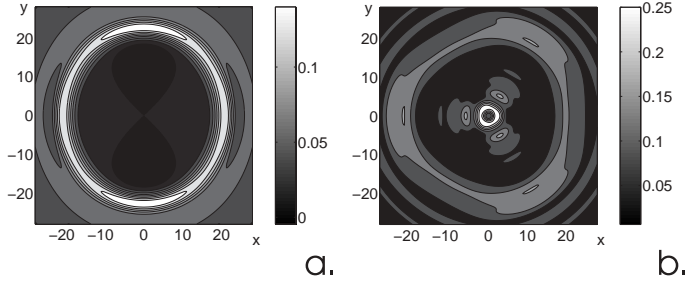


Рис. 8: Плотность состояний в вихревых молекулах с $m = 2$, $k_F r_c = 20\sqrt{2}$ (a) и $m = 3$, $k_F r_c = 40/\sqrt{3}$ (b) с учетом термодинамического усреднения при температуре $T \sim \Delta/(k_F \xi)$. Расстояния по x и y измеряются в k_F^{-1}

уровень Ферми, равно m (без учета двукратного вырождения по спину). Для вихря с нечетным m одна из аномальных веток пересекает уровень Ферми при нулевом прицельном параметре (т.е. $\mu = 0$) и, тем самым, ответственна за появление пика плотности состояний в центре вихря. Для вихря с четным m такая ветка в спектре и центральный пик в плотности состояний отсутствует. Все аномальные ветки пересекают уровень Ферми при конечных $\mu \sim k_r r_c$. В общем случае пространственное распределение максимумов плотности состояний имеет форму концентрических колец с радиусом порядка ξ . Число колец есть $m/2$ для четных m ($(m-1)/2$ для нечетных m). Численно такие решения были исследованы в ²⁵. Аналитическое решение [33] может быть построено в рамках квазиклассического подхода в модели ступенчатого поведения параметра порядка в коре. Рассмотрим теперь особенности плотности состояний для вихревых молекул. При распаде многоквантового вихря ($D \neq 0$) гармоники с разными μ начинают взаимодействовать. Для молекул малого размера ($a \leq \xi$) это взаимодействие может быть рассмотрено по теории возмущений. Каждое кольцо максимальной плотности состояний расщепляется на m пиков (см.рис.8). При дальнейшем увеличении размера молекулы a часть пиков в плотности состояний сливается и остаются только m пиков в центрах индивидуальных вихрей.

Низколежащие локализованные состояния в спектре возбуждений в магнитном поле могут появляться не только в корах вихрей, но и на краю

²⁵D.Rainer et al., Phys.Rev.B 54, 10094 (1996); Y.Tanaka et al., Jpn.J.Appl.Phys. 34, 4566 (1995); Solid St.Commun. 85, 321 (1993); S.M.M.Virtanen and M.M.Salomaa, Phys.Rev.B 60, 14581 (1999)

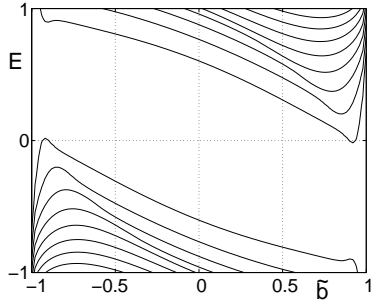


Рис. 9: Спектр электронных состояний, локализованных вблизи края мезоскопического диска ($H = H^*$, $R = 15\xi$, $k_r/k_F = 1$).

образца в потенциальной яме, формирующейся за счет нормального отражения на границе диска и андреевского отражения от неоднородности модуля параметра порядка и профиля сверхтекучей скорости. Для плоской поверхности этот механизм был впервые проанализирован в работах ²⁶. Чтобы обобщить эти результаты на случай мезоскопического диска, удобно воспользоваться квазиклассическим подходом: $\hat{f}_\mu = \hat{A}e^{iS} + c.c.$. Низкоэнергетические состояния появляются для больших прицельных параметров $\tilde{b} = \mu/(k_r R)$ в достаточно сильных магнитных полях, близких к полю входа первого вихря $H \sim H^* = \frac{\phi_0}{\pi R \xi}$. На рис.9 показан спектр возбуждений при $H = H^*$, $R = 15\xi$, и $k_r/k_F = 1$.

Для $\tilde{b} \sim 1$ каждая ветка в спектре имеет минимум как функция \tilde{b} и k_r . В результате мы получаем ступенчатую зависимость плотности состояний от энергии. Каждый вихрь, входящий в образец, уменьшает глубину потенциальной ямы для локализованных на краю диска состояний, что приводит к увеличению энергии этих уровней. При дальнейшем увеличении поля пороговая энергия возбуждений снова уменьшается до тех пор, пока не создаются условия для проникновения следующего вихря. Таким образом мы получаем осцилляции плотности состояний $N(H)$ на краю диска с периодом $\delta H \sim \phi_0/R^2$.

²⁶P.Pincus, Phys.Rev.B 158, 346 (1967); М.Я.Азбель, А.Я.Бланк, Письма в ЖЭТФ 10, 49 (1969)

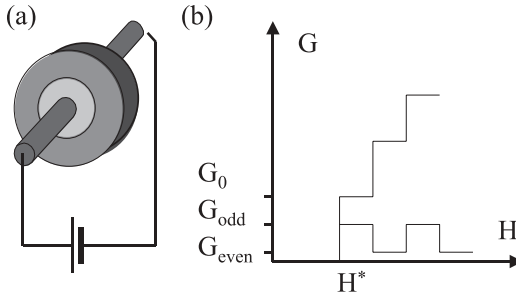


Рис. 10: Когерентный транспорт через мезоскопический сверхпроводник в смешанном состоянии: (a) сверхпроводящий диск, помещенный между нормальными контактами; (b) баллистический кондактанс диска как функция магнитного поля для контакта большой площади (ступенчатый рост кондактанса) и точечного контакта с площадью меньше радиуса кора, расположенного в центре диска (переключение между значениями кондактанса G_{even} и G_{odd} для многоквантовых вихрей с четным и нечетным числом m). G_0 - кондактанс одного вихря для контакта большой площади.

4.2 Когерентный транспорт в смешанном состоянии мезоскопических сверхпроводников.

Обсудим теперь особенности когерентного электронного транспорта через вихревые состояния в мезоскопических сверхпроводниках [33]. Рассмотрим сверхпроводящий диск, помещенный между двумя нормальными резервуарами (рис.10а). Предположим, что размеры этого диска малы по сравнению с характерной длиной нарушения когерентности квантовомеханических состояний (определяемой процессами неупругого рассеяния).

Пренебрежем также процессами упругого рассеяния, т.е. ограничимся анализом баллистического транспорта. Перечислим возможные механизмы транспорта: 1) двухчастичные Андреевские процессы, вклад которых в кондактанс пропорционален \mathcal{T}^2 , где \mathcal{T} - вероятность прохождения через барьер, разделяющий нормальный контакт и сверхпроводящий образец; 2) резонансное туннелирование через квантованные уровни энергии в коре вихря; 3) нерезонансное одночастичное туннелирование через диск конечной толщины L , меньшей чем характерная длина L_d затухания состояний квазичастиц (с энергиями, не совпадающими с уровнями Кароли - де Жена - Матрикона) вдоль вихревой линии. При малых прозрачностях барьеров

последние два механизма могут быть доминирующими, поскольку их вклад в контактанс линеен по \mathcal{T} . Эффективность механизма резонансного туннелирования сильно зависит от температуры и степени когерентности туннелирования через барьер (характеризующей вероятностью процессов туннелирования с сохранением компоненты импульса, параллельной барьеру). При низких температурах и малой толщине образца роль нерезонансных одночастичных процессов может быть весьма значительной.

В случае если энергия туннелирующих квазичастиц не совпадает с уровнями квантования в вихре, такие состояния не могут распространяться вдоль вихревой линии и их волновые функции затухают на длине L_d , на которой происходит преобразование нормального тока падающих электронов в сверхтекучий ток. Эта длина оказывается максимальной для квазичастичных состояний волноводного типа с направлениями импульсов, близкими к оси вихря ($k_r \ll k_F$): $L_d \sim k_F r_c^2 (\ln \Lambda)^{-1} / n$, где r_c - радиус кора, $n = \mu, \mu + 1, \dots$, $\Lambda = R_0^{-1} \varepsilon_\mu / \Delta \gg 1$, R_0 - неквазиклассический коэффициент нормального отражения от границы кора вихря. Таким образом, максимальная длина $L_d^{max} \sim k_F r_c^2 / \ln R_0^{-1}$ может превышать радиус кора. Каналы, для которых $L_d > L$, открыты для одночастичного транспорта и дают вклад в контактанс мезоскопической системы. Рассмотрим случай контактов большой площади (больше радиуса кора). Тогда в наиболее интересном режиме $r_c < L < L_d^{max}$ получаем следующую оценку для вклада нерезонансного одночастичного туннелирования:

$$G_0 \propto \frac{e^2}{\hbar} \mathcal{T} (k_F r_c)^2 \frac{r_c^2}{L^2 (\ln R_0^{-1})^2} \quad (38)$$

При больших толщинах диска $L > L_d^{max}$ контактанс зависит от толщины экспоненциально: все одночастичные каналы шунтированы сверхтекучим током. Увеличение магнитного поля приводит к входу новых вихрей в образец, объединяющихся в многоквантовый вихрь или вихревую молекулу. Происходящее при этом увеличение длины L_d открывает новые каналы для одночастичного транспорта и приводит к ступенчатому росту контактанса, как функции магнитного поля (см. рис.10b). Таким образом, мезоскопические образцы с малым числом вихрей могут рассматриваться как магниточувствительные Андреевские волноводы. Для контактов малой площади (меньше r_c) может наблюдаться, кроме того, осциллирующая зависимость контактанса от поля, связанная с переключением между состояниями с четным и нечетным числом m в многоквантовом вихре (см. рис.10b), которое по сути есть проявление эффекта Ааронова-Бома.

Заключение

В заключение приведем основные результаты диссертационной работы, являющиеся одновременно и положениями, выносимыми на защиту.

1. Рассмотрены особенности структуры сингулярных аксиально-несимметричных вихрей в гексагональных и тетрагональных экзотических сверхпроводниках с сильным спин-орбитальным взаимодействием в полях, близких к H_{c1} и ориентированных произвольным образом относительно осей кристалла, в случае когда параметр порядка соответствует двумерным представлениям групп D_{4h} и D_{6h} . Найдены интервалы углов наклона магнитного поля к осям кристалла, в которых реализуются различные типы вихрей.
2. В гексагональных сверхпроводниках для произвольного направления \mathbf{H} найдена область значений параметров функционала ГЛ, в которой сингулярные решения оказываются неустойчивыми и энергетически выгодными являются несингулярные вихри. Показана возможность существования несингулярных вихрей и в тетрагональных сверхпроводниках.
3. Вычислены угловые зависимости нижнего критического поля с учетом особенностей структуры кора вихря в указанных выше сверхпроводниках. Эти зависимости являются специфическими для соединений с экзотическим спариванием.
4. В гексагональных экзотических сверхпроводниках для различных значений параметров функционала ГЛ в непосредственной близости к H_{c2} рассмотрен вопрос об энергетически наиболее выгодной структуре вихревой решетки для направления \mathbf{H} вдоль гексагональной оси симметрии. В зависимости от параметров минимум энергии соответствует либо правильной треугольной, либо прямоугольной одноквантовой решетке вихрей.
5. Построено теоретическое описание магнитных фазовых переходов в вихревых решетках в гексагональных экзотических сверхпроводниках. При уменьшении поля (параллельного гексагональной оси симметрии) в наиболее широкой области параметров реализуется фазовый переход первого рода от одноквантовой решетки (правильной треугольной или прямоугольной) к решетке двухквантовых вихрей. Построенные фазовые диаграммы позволили предложить интерпретацию наблюдаемого в экспериментах магнитного фазового перехода.

да в UPt_3 при $H \sim 0.6H_{c2}$. Для полей, перпендикулярных гексагональной оси кристалла, ниже линии фазового перехода второго рода $H^*(T)$ ($H^*(T) < H_{c2}(T)$) получена зависимость искажений элементарной ячейки решетки, которая находится в согласии с экспериментами по рассеянию нейтронов в смешанном состоянии UPt_3 . Экспериментальное обнаружение особенностей смешанного состояния, описанных в диссертации, может свидетельствовать в пользу экзотического характера спаривания.

6. В модели ГЛ с $d + s$ параметром порядка теоретически исследована структура сингулярного вихря при произвольной ориентации магнитного поля относительно кристаллических осей слоистого сверхпроводника и получена угловая зависимость нижнего критического поля в плоскости CuO . Показано, что при отклонении магнитного поля от c -оси кристалла, происходит смещение вихрей s -компоненты, приводящее к нарушению тетрагональной симметрии вихревой нити и качественным изменениям в структуре s -компоненты параметра порядка.
7. Теоретически и численно исследована структура несингулярных вихрей в ВТСП с $d + s$ типом спаривания при ориентации поля вдоль оси c . В несингулярных вихрях нули d - и s -компонент параметра порядка не совпадают. Показано, что такие вихри становятся энергетически выгодными ниже определенной критической температуры, зависящей от параметров теории ГЛ. Исследованные вихри не обладают тетрагональной симметрией.
8. Изучено вязкое движение вихревых линий в присутствии транспортного тока в одноосных сверхпроводниках, описываемых в рамках теории ГЛ параметром порядка с одной комплексной компонентой и анизотропным тензором эффективных масс, в магнитных полях, близких к H_{c1} . Получено выражение для тензора вязкости. Анизотропия поразному влияет на релаксационные и омические потери. Показано, что вихрь движется в направлении, которое в общем случае не перпендикулярно транспортному току, что приводит к появлению компоненты электрического поля холловского типа, но пропорциональной при этом модулю магнитного поля. Сопротивление в режиме вязкого течения вихревой существенно зависит от взаимной ориентации магнитного поля и оси анизотропии. Полученные оценки находятся в согласии с экспериментальными данными, известными для ВТСП.
9. В рамках нестационарной теории ГЛ теоретически исследована

динамика наклонных вихревых линий в многослойных структурах типа сверхпроводник/нормальный металл (S/N) и сверхпроводник/изолятор (S/I) с джозефсоновской связью между сверхпроводящими слоями. Получено уравнение движения наклонной вихревой линии, состоящей из двумерных вихрей, соединенных отрезками джозефсоновских вихрей в присутствии переменного транспортного тока. Проанализированы частотная и угловая зависимости тензора подвижности вихревой линии. Специфика структуры кора вихревой линии приводит к значительному увеличению компонент тензоров вязкости и инертной массы для ориентации магнитного поля, близкой к плоскости слоев. Показано, что электромагнитный вклад в массу вихря должен оказывать заметное влияние на динамику вихрей в слоистых ВТСП. Для S/N структур найден также диапазон частот и углов наклона вихревой линии к плоскости слоев, в котором вязкость логарифмически зависит от частоты. Рассмотрены нелинейные эффекты в динамике вихрей в S/N структурах для направления магнитного поля, близкого к плоскости слоев. Полученные теоретические результаты могут быть использованы при интерпретации экспериментов по измерению зависимости СВЧ импеданса слоистых структур (и, в частности, ВТСП) от ориентации постоянного магнитного поля, направленных на обнаружение возможных фазовых переходов в вихревых решетках в этих системах.

10. В рамках теории Боголюбова-де Жена продемонстрировано, что эффект Ааронова-Бома оказывает определяющее влияние на структуру низколежащих возбуждений вблизи вихрей в высокотемпературных сверхпроводниках с d типом спаривания. Вычислена остаточная плотность состояний, возникающая за счет эффекта Ааронова-Бома вдали от вихря и обладающая тетрагональной симметрией. Предложен новый тип интерференционных экспериментов (основанных на эффекте Ааронова-Бома), которые могут быть использованы в качестве теста на анизотропное спаривание.
11. На основе аналитического приближенного решения уравнений Боголюбова-де Жена развита зонная теория для низкоэнергетических состояний квазичастиц (с импульсами, лежащими вблизи направлений на нули параметра порядка) в вихревых решетках сверхпроводников с d -типом спаривания. Показано, что периодический потенциал, создаваемый сверхтекучей скоростью, приводит к разбиению энергетического спектра на минизоны, существенно определяемые структурой вихревой решетки. Проанализированы особенно

сти ван Хова и возможность их экспериментального наблюдения в ВТСП с помощью сканирующей туннельной спектроскопии. Предложено обобщение полуклассической модели для описания спектра с учетом усреднения потенциала сверхтекучей скорости в направлении нуля щели. Получены пространственные распределения локальной плотности состояний квазичастиц для различных типов вихревых решеток, проанализированы характеристики, измеряемые с помощью локальной туннельной спектроскопии (с учетом конечной температуры и рассеяния квазичастиц). Проанализировано влияние дефектов (как в Борновском, так и в унитарном пределах). Проведено сравнение расчетных характеристик локальной туннельной проводимости с экспериментальными данными в ВТСП.

12. Исследованы особенности структуры различных вихревых конфигураций в мезоскопических сверхпроводниках квадратной формы. Показано, что устойчивость вихревой конфигурации, образованной вихрями и антивихрями, сильно зависит от нарушений симметрии, вызванных наличием малых дефектов. Проведенные исследования влияния геометрии образцов на структуру вихревых состояний представляются важными для интерпретации фазовой диаграммы реальных мезоскопических систем.
13. Проанализирована электронная структура мезоскопических сверхпроводников в магнитном поле. Изучено влияние конечной кривизны поверхности на краевые электронные состояния, индуцированные в магнитном поле. Рассмотрен сценарий появления аномальных веток энергетического спектра, связанных с проникновением вихрей в образец. Вычислена плотность состояний в многоквантовых вихрях и вихревых молекулах.
14. Проанализированы различные механизмы проводимости мезоскопического сверхпроводника в направлении приложенного магнитного поля, определяемые как резонансным, так и нерезонансным туннелированием через электронные состояния в корах вихрей. Показана возможность управления когерентным транспортом через образец посредством изменения числа флюксоидов и их конфигурации. Проводимость образца в направлении магнитного поля определяется коэффициентом прозрачности вихревых состояний (многоквантовых вихрей и вихревых молекул), образующих квантовые каналы. Коэффициент прохождения каждого канала определяется процессами андреевского и нормального отражения от границ коров вихрей. По-

лучаемая ступенчатая (или осциллирующая) зависимость проводимости от магнитного поля позволяет рассматривать мезоскопические сверхпроводники как квантовые переключатели, где роль управляющего напряжения играет магнитное поле.

Список работ по теме диссертации

- [1] Ю.С.Бараш, А.С.Мельников, Структура вихрей в экзотических сверхпроводниках вблизи нижнего критического поля, *ЖЭТФ*, 100, с.307-322 (1991).
- [2] Ю.С.Бараш, А.С.Мельников, Структура коров вихрей в экзотических сверхпроводниках, *ФНТ*, 17, с.1260-1263 (1991).
- [3] Ю.С.Бараш, А.С.Мельников, "Структура коров вихрей в экзотических сверхпроводниках", Тезисы докладов III Всесоюзного совещания по ВТСП, Харьков, ФТИНТ АН УССР, 1991, с.38-39.
- [4] Ю.С.Бараш, А.С.Мельников, О возможности существования решетки несингулярных вихрей в UPt_3 , Письма в *ЖЭТФ*, 51, N10, с.511-513 (1990).
- [5] А.С.Мельников, Фазовые переходы в вихревых решетках гексагональных экзотических сверхпроводников, *ЖЭТФ*, 101, с.1978-2000 (1992).
- [6] Yu.S.Barash, A.S.Mel'nikov, Vortex lattice distortions in hexagonal unconventional superconductors, *Physics Letters A*, 186, p.259-264 (1994).
- [7] Yu.S.Barash, A.S.Mel'nikov, Vortex lattice distortions in hexagonal unconventional superconductors, *Physica C* 235-240, p.2449-2450 (1994).
- [8] A.S.Mel'nikov, I.M.Nefedov, D.A.Ryzhov, I.A.Shereshevskii, P.P.Vysheslavtsev, Nonsingular vortices in (d+s) - wave superconductors, *Phys.Rev.B* 62, p.11820-11825, N17 (2000).
- [9] 2. П.П.Вышеславцев, А.С.Мельников, И.М.Нефёдов, Д.А.Рыжов, И.А.Шерешевский, "Несингулярные вихри в высокотемпературных сверхпроводниках", Тезисы докладов XXXII Всероссийского совещания по физике низких температур, Казань, Казанский государственный университет, 2000, Секция "Сверхпроводимость", с. 88-89.

- [10] A.S.Bystrov, A.S.Mel'nikov, and D.A.Ryzhov, Structure of tilted vortices and angular dependence of lower critical field in anisotropic (d+s)-wave superconductors, *J.Phys.:Condensed Matter* 13, p.6005-6013 (2001).
- [11] A.S.Mel'nikov, Yu.N.Nozdryn, I.D.Tokman, P.P.Vysheslavtsev, Experimental Investigation of a Local Mixed State Induced by a Small Ferromagnetic Particle in YBaCuO Films: Extremely Low Energy Barrier for Formation of Vortex-Antivortex Pairs, *Phys.Rev.B* 58, p.11672-11675, N17 (1998).
- [12] Yu.N.Nozdryn, A.S.Mel'nikov, I.D.Tokman, P.P.Vysheslavtsev, A.Yu.Aladyshkin, E.B.Kluevnikov, A.K.Vorobiev, Experimental Investigation of a Local Mixed State Induced by a Small Ferroparticle in YBaCuO Films, *IEEE Transactions on applied superconductivity* 9, No.2, pp. 1602-1605 (1999).
- [13] А.Ю.Аладышкин, А.К.Воробьев, Р.Р.Вышеславцев, Е.Б.Клюенков, А.С.Мельников, Ю.Н.Ноздрин, И.Д.Токман, Структура смешанного состояния, индуцированного полем малой ферромагнитной частицы, в тонких сверхпроводящих пленках YBaCuO, *ЖЭТФ*, 116, N5(11), с.1735-1749 (1999).
- [14] А.Ю.Аладышкин, А.К.Воробьев, Р.Р.Вышеславцев, Е.Б.Клюенков, А.С.Мельников, Ю.Н.Ноздрин, И.Д.Токман, "О генерации пар вихрь-антивихрь в тонких сверхпроводящих пленках YBaCuO в поле малой ферромагнитной частицы", Тезисы докладов XXXI совещания по физике низких температур, Москва, физический факультет МГУ, 1998, с. 271-272.
- [15] A.Yu.Aladyshkin, A.S.Mel'nikov, I.A.Shereshevsky, and I.D.Tokman, What is the Best Gate for Vortex Entry into Type-II Superconductor?, *Physica C* 361, p.67-72 (2001).
- [16] А.Ю.Аладышкин, А.С.Мельников, И.Д.Токман, И.А.Шерешевский, "О влиянии поверхностных дефектов на подавление барьера Бина-Ливингстона в сверхпроводниках второго рода", Тезисы докладов XXXII Всероссийского совещания по физике низких температур, Казань, Казанский государственный университет, 2000, Секция "Сверхпроводимость", с. 27-28.
- [17] В.М.Генкин, А.С.Мельников, Движение абрикосовских вихрей в анизотропных сверхпроводниках, *ЖЭТФ*, 95, с.2170-2174 (1989).

- [18] A.S.Mel'nikov, Особенности свойств одномерных N-S контактов для сверхпроводников с нарушенной симметрией частица-дырка, Письма в ЖЭТФ, 60, N5, с.357-360 (1994).
- [19] А.С.Мельников, "Особенности свойств одномерных N-S контактов для сверхпроводников с нарушенной симметрией частица-дырка", Тезисы докладов XXX совещания по физике низких температур, Дубна, Объединенный институт ядерных исследований, 1994, стр. 179-180.
- [20] А.С.Мельников, О вязком движении двумерных вихрей в слоистых сверхпроводящих структурах, ЖЭТФ, 108, N 3(9), с.960-969 (1995).
- [21] A.S.Mel'nikov, Dynamics of two-dimensional pancake vortices in layered superconductors, Phys.Rev.B 53, p.449-456 (1996).
- [22] A.S.Mel'nikov, Inertial mass and viscosity of tilted vortex lines in layered superconductors, Phys.Rev.Lett. 77, p.2786-2789 (1996).
- [23] A.S.Mel'nikov, Dynamics of tilted vortex lines in Josephson-coupled layered superconductors, Czechoslovak Journal of Physics 46, Suppl.S3, p.1793-1794 (1996).
- [24] A.S.Mel'nikov, Magnetic field dependence of the density of states for thin films of d-wave superconductors, Physica C 282-287, p.1835-1836, 1997.
- [25] A.S.Mel'nikov, Aharonov-Bohm Effect for Quasiparticles around a Vortex Line in a D-wave Superconductor, Phys.Rev.Lett. 86, p.4108-4111 (2001).
- [26] А.С.Мельников, "Эффект Ааронова-Бома и электронная структура вихря в сверхпроводнике с d-спариванием", Тезисы докладов XXXII Всероссийского совещания по физике низких температур, Казань, Казанский государственный университет, 2000, Секция "Сверхпроводимость", с. 90-91.
- [27] A.S.Mel'nikov, Quantization of the quasiparticle spectrum in the mixed state of d-wave superconductors, J.Phys.:Condens.Matter 11, p.4219-4229 (1999).
- [28] A.S.Mel'nikov, Quasiparticle spectrum near the gap node directions in the mixed state of d-wave superconductors, Physica B 284-8, p.781-782 (2000)
- [29] A.S.Mel'nikov, Theory of vortex lattice effects on STM spectra in d-wave superconductors, Письма в ЖЭТФ, 71, с.472-476 (2000).

- [30] А.С.Мельников, "О квантовании спектра квазичастиц в смешанном состоянии сверхпроводников с d-спариванием", Тезисы докладов XXXI совещания по физике низких температур, Москва, физический факультет МГУ, 1998, с. 196-197.
- [31] A.S.Mel'nikov, "Band theory of quasiparticle excitations in the mixed state of d-wave superconductors", in "Vortices in Unconventional Superconductors and Superfluids", edited by R.P.Huebener, N.Schopohl, and G.E.Volovik, Springer-Verlag Heidelberg, Springer Series in Solid State Sciences, Vol.132.
- [32] A.S.Mel'nikov, I.M.Nefedov, D.A.Ryzhov, I.A.Shereshevskii, V.M.Vinokur, P.P.Vysheslavtsev, Vortex states and magnetization curve of square mesoscopic superconductors, Phys.Rev. B 65, 140503(R) (2002).
- [33] A.S.Mel'nikov, V.M.Vinokur, Mesoscopic superconductor as a ballistic quantum switch, Nature, 415, p.60-62 (2002).

Мельников Александр Сергеевич

**СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ВИХРЕЙ
В АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ**

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико–математических наук
в форме научного доклада

Подписано к печати 3.04.2002 г.
Тираж 100 экз.

Отпечатано на ризографе Института физики микроструктур РАН,
603950, Нижний Новгород, ГСП-105