

На правах рукописи

АЙНБИНДЕР РОМАН МИХАЙЛОВИЧ

**ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ И ТОКОВОЕ СОСТОЯНИЕ В
СВЕРХПРОВОДНИКАХ С ПЛАНАРНЫМИ ДЕФЕКТАМИ И
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ФЕРРОМАГНЕТИК –
СВЕРХПРОВОДНИК II РОДА**

(01.04.07 – физика конденсированного состояния)

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Нижний Новгород – 2007 г.

Работа выполнена на кафедре теоретической физики физического факультета ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

Научный руководитель кандидат физико-математических наук,
доцент Максимова Галина Михайловна

Официальные оппоненты доктор физико-математических наук
Рахманов Александр Львович

кандидат физико-математических наук
Самохвалов Алексей Владимирович

Ведущая организация Петербургский институт ядерной физики им.
Б.П. Константинова

Защита состоится 31 октября 2007 г. в ___ часов на заседании диссертационного совета Д212.166.01 при государственном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» по адресу: 603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23, корп. 3 (НИФТИ).

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского.

Автореферат разослан «___» 2007 г. Отзывы направлять по адресу: 603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23, корп. 3, физический факультет ННГУ

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико – математических наук,
профессор

А.И. Машин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

В последнее время активизировались исследования смешанного (вихревого) состояния в сверхпроводниках II рода, что обусловлено широкими возможностями их применения в современной электронике и энергетике. Токонесущие и магнитные характеристики таких сверхпроводников, определяющих перспективы их практического использования, в значительной степени зависят от наличия в образцах вихрей и их взаимодействия с пространственными неоднородностями материала. Такими неоднородностями в ВТСП материалах являются, например, границы зерен, двойниковые границы, радиационные дефекты. Так, при исследовании вихревой структуры в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ методом декорирования [1] была обнаружена повышенная плотность вихрей Абрикосова вблизи двойниковых границ, что служит косвенным указанием на наличие сильного пиннинга на таких границах. Керамические ВТСП представляют собой материалы с неупорядоченной системой гранул, связанных слабым джозефсоновским взаимодействием; величина транспортного критического тока в таких материалах определяется межгранульным критическим током. При этом эффективная критическая плотность межгранульного тока j_s (т.е. критическая плотность тока через джозефсоновский контакт) оказывается на несколько порядков ниже, чем критическая плотность внутригранульного тока j_c : $j_s \ll j_c$, что вызывает сильную деформацию нормального кора абрикосовского вихря, который становится образованием, подобным абрикосовскому вихрю, но с сильно анизотропным джозефсоновским кором [2]. Такие вихри экспериментально наблюдались в джозефсоновских переходах из YBCO эпитаксиальных пленок с углами разориентации зерен $q_0 \approx 7^\circ$, выращенных на бикристаллической сапфировой подложке [3].

В работах [2, 4] было выведено нелокальное уравнение для описания электродинамики таких вихрей, а также рассмотрено взаимодействие абрикосовских вихрей с планарными дефектами, обладающими джозефсоновскими свойствами. При этом рассматривались планарные дефекты в изотропных сверхпроводниках. Между тем, известно, что ВТСП - материалы обладают высокой степенью анизотропии. Изучению магнитных свойств анизотропных сверхпроводников посвящено большое число работ (см., например [5, 6]), в которых рассмотрено распределение поля и равновесная ориентация вихря Абрикосова, взаимодействие вихрей друг с другом,

равновесная конфигурация решеток вихрей. Вместе с тем представляет значительный интерес рассмотрение физических характеристик вихрей, локализованных в планарных контактах, между анизотропными сверхпроводниками.

Неоднородное магнитное поле, также, как и дефекты, оказывают существенное влияние на возникновение вихревого состояния. Источником такого поля может служить ферромагнетик, расположенный вблизи сверхпроводящего образца в гибридных структурах ферромагнетик – сверхпроводник II рода (FS - системы). В последние годы появилось большое число работ, как теоретических, так и экспериментальных, посвященных исследованию различного рода FS гетероструктур, что во многом обусловлено перспективами их применения в современной электронике. Влияние ферромагнитных покрытий на возникновение, распределение и движение вихрей в сверхпроводящей пленке может быть различным в зависимости от геометрии системы и технологии ее изготовления. Так, нанесение на поверхность сверхпроводника массива магнитных точек обнаружило их эффективность как центров пиннинга [7, 8]. Оказывается, что пиннингом и динамикой вихрей в тонких сверхпроводящих пленках можно управлять, изменяя конфигурацию массива магнитных точек. Сверхпроводимость, индуцированная магнетизмом, наблюдалась в таких гибридных системах благодаря компенсации внешнего поля полем магнитных точек. С другой стороны, изучение разнообразных вихревых структур в сверхпроводящих образцах под действием неоднородного поля ферромагнетика, пиннинг вихрей, их динамика, представляют собой значительный интерес с фундаментальной точки зрения. В большинстве теоретических работ сверхпроводящей подсистемой изучаемой FS – гетероструктуры является пленка. Например, в работах [9, 10] анализировались условия возникновения различных вихревых состояний (вихрей, антивихрей, многоквантовых вихрей) в тонкой сверхпроводящей пленке под действием поля магнитных точек (magnetic dot) с намагниченностью, перпендикулярной или параллельной плоскости пленки. При этом размеры пленки в этой и другой работах предполагаются неограниченными, т.е. фактически не рассматривается влияние краев образца на процесс образования вихревого состояния. Между тем, известно, что краевой (поверхностный) барьер оказывает существенное влияние на процессы входа/выхода вихрей в сверхпроводник [11, 12]. Ввиду этого исследование вихревых структур, возникающих в образце конечных размеров (например, пленке конечной ширины)

под действием неоднородного поля ферромагнетика представляет заметный интерес, как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения.

Поверхностный или геометрический барьер, управляющий процессами проникновения магнитного потока в сверхпроводящие пластины или пленки, наряду с объемным пиннингом является одним из основных факторов, определяющих магнитные, транспортные и диссипативные характеристики сверхпроводников II рода [13, 14]. Шероховатости и дефекты поверхности могут привести к подавлению барьера Бина – Ливингстона и тем самым облегчить проникновение вихрей в образец [15, 16]. При этом роль объемного пиннинга в определении низкочастотных электромагнитных свойств жестких сверхпроводников становится доминирующей. Для интерпретации экспериментальных данных широко используется модель Бина [17, 18]. Величина объемного пиннинга характеризуется феноменологическим параметром j_p - плотностью тока депиннинга, которая в модели Бина не зависит от локального магнитного поля. Для сверхпроводящих образцов с ровными поверхностями (или краями) при определении их электромагнитных характеристик необходим одновременный учет как поверхностного или краевого (геометрического) барьера, так и объемного пиннинга.

Величина максимального бездиссипативного тока, текущего по сверхпроводнику, зависит не только от наличия в нем неоднородностей, улучшающих его пиннинговые свойства, но и, например, от его окружения. Так, в работах [19 - 21] показано, что магнитные или сверхпроводящие экраны, расположенные вблизи сверхпроводящей пленки с транспортным током, могут существенно влиять на распределение тока по ширине пленки. При этом от формы магнитных экранов зависит, будет ли величина максимального бездиссипативного тока увеличена либо уменьшена по сравнению с изолированной пленкой. Этот вывод касается как пленок, в которых доминирующим механизмом необратимости является краевой геометрический барьер, так и пленок, которых определяющую роль играет объемный пиннинг [20]. Используя сверхпроводящие экраны различной геометрии, как показано в [21], также можно увеличить критический ток в несколько раз. Интересный способ повышения критического тока пленки без объемных неоднородностей был предложен Маватари и Клемом, которые показали, что если пленку “разрезать” на $(2N + 1)$ частей, то критический ток такой системы близко расположенных компланарных полосок увеличится в $(N + 1)^{1/2}$ раз [22]. Такой эффект связан с тем, что разрезы действуют

как эффективные центры пиннинга, затрудняя проникновение магнитного потока в соседние пленки. В работе [23] исследовалось критическое состояние бесконечного массива пленок, выполненных из жесткого сверхпроводника II рода.

В работах [24, 25] исследовано критическое состояние вертикального и горизонтального массивов сверхпроводящих пленок. Ввиду сложной геометрии (большого количества пленок и различного расстояния между ними) оказалось возможным провести только численные расчеты. В то же время весьма привлекательной как с экспериментальной, так и с прикладной точек зрения является конфигурация двусвязного контура, представляющего собой две параллельные компланарные полосы.

Цели и задачи работы

Цель работы состоит в исследовании процессов образования смешанного, критического и резистивного состояния в сверхпроводящих образцах различной геометрии и размерности. В связи с этим в работе решаются следующие задачи:

1. Исследование джозефсоновского контакта между анизотропными сверхпроводниками, описание структуры вихря в таком контакте и расчет силы пиннинга вихря на планарном дефекте.
2. Определение условий рождения вихрей в гетероструктуре ферромагнетик – сверхпроводник II рода и расчет критического тока данной структуры.
3. Теоретическое изучение критического состояния тонкопленочного сверхпроводящего контура с транспортным током и в магнитном поле.
4. Исследование совместного влияния поверхностного барьера и объемного пиннинга вихрей на полевую зависимость критического тока объемных сверхпроводников II рода.

Научная новизна диссертации

В данной работе впервые проанализирована структура абрикосовского вихря с джозефсоновским кором (AJ – вихря), локализованного на планарном дефекте, разделяющем соосные анизотропные сверхпроводники. Найдена угловая зависимость нижнего критического поля H_{c1} при различных значениях коэффициента анизотропии. Получено выражение для силы пиннинга вихря Абрикосова, взаимодействующего с планарным дефектом.

Впервые исследовано проникновение вихрей в тонкопленочную гетероструктуру ферромагнетик – сверхпроводник II рода с учетом краевого и аннигиляционного барьеров. Рассчитан критический ток в такой структуре и показано, что его величина определяется направлением транспортного тока (диодный эффект).

Аналитически исследовано критическое состояние сверхпроводящего контура, состоящего из двух компланарных пленок с транспортным током, а также контура, помещенного во внешнее магнитное поле. Получено выражение для гистерезисных потерь.

Для пластины, находящейся в параллельном магнитном поле, найдено выражение для критического тока с учетом объемного пиннинга и поверхностного барьера.

Практическая значимость

Результаты исследования процессов образования смешанного состояния в сверхпроводящих образцах различной геометрии могут быть применены для оценки параметров и диссипативных характеристик реальных тонкопленочных образцов (величины критического тока, плотности критического тока через границы зерен, гистерезисных потерь), а также при анализе результатов экспериментальных исследований смешанного состояния и анизотропии критического тока в ферромагнитно – сверхпроводящих структурах.

Основные научные положения, выносимые на защиту

1. Выведено уравнение для разности фаз параметра порядка, описывающее нелокальные свойства джозефсоновского контакта, образованного двумя соосными анизотропными сверхпроводниками. Найдены электромагнитные характеристики AJ-вихря, локализованного на дефекте, и определена величина критического поля, при котором существование такого вихря становится энергетически выгодным. Рассмотрено взаимодействие абрикосовского вихря с планарным дефектом, обладающим джозефсоновскими свойствами и получено выражение для поперечной составляющей силы пиннинга. Показано, что наличие анизотропии приводит к появлению дополнительной силы, стремящейся развернуть вихрь вдоль направления легкой оси.

2. Для тонкой сверхпроводящей пленки конечной ширины, находящейся в неоднородном магнитном поле ферромагнитной полоски, показана возможность двух сценариев входа/выхода вихрей: соответственно с краев пленки и с ее оси

симметрии. Предсказано, что величина критического тока зависит от направления транспортного тока.

3. Для контура, состоящего из двух компланарных пленок с транспортным током или находящихся в перпендикулярном магнитном поле, в модели критического состояния найдены распределения плотности тока и локального магнитного поля. Получены выражения для диссипируемой мощности потерь контура на переменном транспортном токе. Для системы пленок в медленно изменяющемся магнитном поле построены кривые намагниченности, определяющие гистерезисные потери.

4. Рассчитан критический ток $I_c(H_0)$ сверхпроводящей пластины, помещенной в параллельное магнитное поле H_0 . Показано, что для достаточно широких пластин конкуренция объемного пиннинга и поверхностного барьера может приводить к возникновению максимума на зависимости $I_c(H_0)$.

Личный вклад автора

Автор участвовал в решении теоретических задач, обсуждении полученных результатов и их интерпретации, а также в написании статей. Все численные расчеты проделаны автором.

Апробация результатов работы

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

1). XXXIII Всероссийское совещание по физике низких температур, 17 - 20 июня 2003 г., Екатеринбург.

2). Первая международная конференция “Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости”, 18 – 22 октября 2004 г., Москва – Звенигород.

3). IX Международный Симпозиум “Нанозифика и нанозлектроника”, 25 – 29 марта 2005 г., Нижний Новгород.

4). X Международный Симпозиум “Нанозифика и нанозлектроника”, 13 – 17 марта 2006 г., Нижний Новгород.

5). XXXIV Всероссийское совещание по физике низких температур, 26 - 30 сентября 2006 г., Ростов-на-Дону, п. Лоо.

6). Вторая международная конференция “Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости”, 9 – 13 октября 2006 г., Звенигород.

7). XI Международный Симпозиум “Нанозифика и нанозлектроника”, 10 – 14 марта 2007 г., Нижний Новгород.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из оглавления, введения, четырех глав, пяти приложений, заключения, списка цитированной литературы и списка работ автора по теме диссертации. Во введении дан обзор исследований по теме диссертации, в главах приведены результаты оригинальных исследований. Общий объем диссертации составляет 129 страниц, включая 28 рисунков и список цитированной литературы из 122 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** рассматривается актуальность работы, формулируются ее цели и положения, выносимые на защиту. Обсуждаются методы и подходы к решению, описывается новизна, практическая ценность и апробация работы.

В первой Главе рассмотрен плоский джозефсоновский контакт, разделяющий соосные анизотропные сверхпроводники, и обобщены уравнения нелокальной электродинамики на этот случай. Анизотропия материала характеризуется безразмерным тензором масс с собственными значениями $m_a = m_b < m_c$, удовлетворяющими условию нормировки $m_a^2 m_c = 1$. При этом отношение собственных значений определяет анизотропию лондоновской глубины проникновения: $m_i / m_k = I_i^2 / I_k^2$, откуда $I_i = I \sqrt{m_i}$, где $I = (I_a^2 I_c)^{1/3}$. Описана структура изолированного АJ-вихря произвольной ориентации (по отношению к кристаллографическим осям). В частности, найдено распределение поля, создаваемого уединенным АJ – вихрем вблизи контакта. Разность фаз на джозефсоновском контакте, описывающая АJ – вихрь, имеет вид:

$$j(x, q) = p + 2 \arctg(x / L(q)). \quad (1)$$

При заданном магнитном поле \vec{H} , лежащем в плоскости контакта и составляющем угол g с осью c , равновесное положение вихря характеризуется углом $q_0(H, g)$, образуемым вихрем с осью c . Угол $q_0(H, g)$ и поле $H_{c1}(g)$, при

котором существование AJ-вихря в контакте становится энергетически выгодным при данном направлении внешнего магнитного поля (угол g), можно определить, используя свободную энергию Гиббса:

$$G = F - \frac{F_0 H}{4p} \cos(g - q) \quad (2)$$

из системы уравнений:

$$\frac{\partial G(H, q_0, g)}{\partial q_0} = 0, \quad (3)$$

$$G(H, q_0, g) = 0. \quad (4)$$

Полученная система уравнений решалась численно для различной ориентации внешнего магнитного поля и различных значений коэффициента анизотропии k . Равновесное положение вихря $q_0(H, g)$ при произвольном магнитном поле \vec{H} определяется первым из уравнений системы. В нулевом магнитном поле существует два решения (2): $q_0 = 0, p/2$, что соответствует ориентации вихря вдоль главных кристаллографических направлений. При этом минимум энергии Гиббса (1) соответствует равновесной ориентации вихря вдоль легкой оси ($q_0 = p/2$). При увеличении поля вихрь начинает отклоняться от этого направления и в пределе больших полей его ориентация совпадает с направлением поля: $q_0 \approx g$. Далее рассмотрено взаимодействие абрикосовского вихря с планарным дефектом и рассчитана угловая зависимость поперечной составляющей силы пиннинга абрикосовского вихря на дефекте.

Во второй Главе найден магнитный отклик гибридной структуры, содержащей тонкую ферромагнитную полоску, помещенную над сверхпроводящей пленкой конечной ширины.

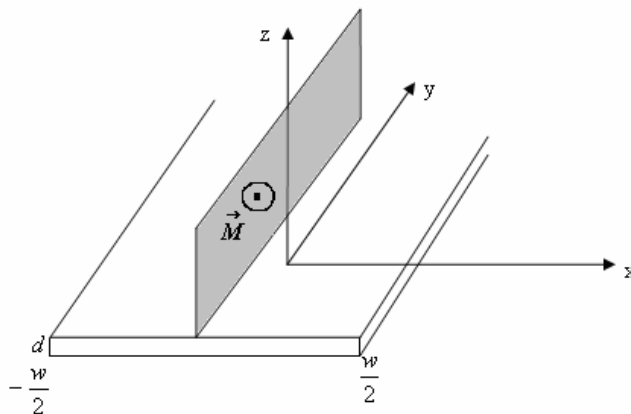


Рис. 1 Геометрия рассматриваемой гибридной структуры.

Показано, что в зависимости от параметров системы максимальная величина мейсснеровского тока может достигаться либо на краях сверхпроводящей пленки, либо на ее оси симметрии. Переход пленки из мейсснеровского состояния в смешанное происходит тогда, когда максимальная плотность тока становится порядка плотности тока распаривания. При этом в сверхпроводнике рождаются вихри различной полярности, рождение которых контролируется двумя барьерами: краевым барьером Бина – Ливингстона (при этом вихри и антивихри входят в пленку с противоположных краев образца) и “аннигиляционным” барьером (пара возникает в центре образца). Рассчитаны критические значения намагниченности, соответствующие процессам образования и устойчивости смешанного состояния пленки. Вычислен критический ток данной гибридной структуры и произведена оценка величины диодного эффекта.

В третьей Главе проведено теоретическое исследование критического состояния сверхпроводящего контура, состоящего из сверхпроводящих пленок с объемными неоднородностями. Контур представляет собой две одинаковые компланарные пленки ширины $w \gg d = \max(I_{\perp}, d)$ (где $I_{\perp} = 2I^2/d$ и I - лондоновская глубина проникновения) и толщины d , у которых размер вдоль оси x много больше w . Показано, что распределение плотности тока в таком контуре находится из решения сингулярного интегрального уравнения. Рассмотрены два различных случая: пленки с переменным транспортным током и пленки в перпендикулярном переменном магнитном поле. В модели Бина рассчитаны распределения плотности тока и локального магнитного поля по ширине пленок. Для пленок с транспортным током вычислены гистерезисные потери контура P , состоящего из двух компланарных пленок, если ток $I(t)$ осциллирует с частотой n и амплитудой I_0 . В предельном случае больших и малых амплитуд транспортного тока мощность потерь имеет вид:

$$P = \frac{\nu m_0}{3\rho} \frac{I_0^4}{I_{max}^2} \left(1 + \frac{w^2}{4a^2}\right), \quad I_0 \ll I_{max} \quad (5)$$

$$P = \frac{4\nu i_c^2 \mu_0}{\pi} \left\{ w^2 \ln 2 - w^2 + 2a \left[(a + w/2) \ln(1 + w/2a) + (a - w/2) \ln(1 - w/2a) \right] \right\}, \quad I_0 = I_{max}, \quad (6)$$

где $2a$ - расстояние между центрами пленок. Поведение сверхпроводящего контура в перпендикулярном внешнем магнитном поле H , без транспортного тока ($I = 0$), различается в двух случаях: для незамкнутых пленок и для контура, образованного двумя пленками, замкнутыми на их концах. Для сверхпроводящего контура в

магнитном поле, состоящего из двух параллельных пленок, замкнутых на своих концах, существует поле полного проникновения H_p . При $H \geq H_p$ плотность тока в пленках равна i_c и магнитный поток во внутренних областях пленок увеличивается от нуля с ростом H . Магнитный момент такого замкнутого контура насыщается при $H \geq H_p$. При очень малом расстоянии между пленками: $a \rightarrow w/2$ (в пределе одной пленки) H_p расходится логарифмически:

$$H_p \approx \frac{i_c}{2p} \ln \frac{w^2}{(D^2 - 1)(a - w/2)^2}, \quad (7)$$

где число $D > 1$ - решение трансцендентного уравнения $2D = \ln((D + 1)/(D - 1))$. Для контура с большим расстоянием между пленками ($a \gg w$) H_p становится малым:

$$H_p \approx \frac{i_c}{2p} \frac{w}{a} \left(\ln \frac{4a}{w} + \frac{1}{2} \right). \quad (8)$$

Для контура в магнитном поле построены кривые намагниченности на полном цикле изменения магнитного поля.

В четвертой Главе исследовано совместное влияние поверхностного барьера и объемного пиннинга на полевую зависимость критического тока пластины ширины w , выполненной из сверхпроводника II рода с объемными неоднородностями и помещенной во внешнее магнитное поле $\vec{H}_0 = (0, 0, H_0)$. Предполагается, что вихри начинают входить в сверхпроводник, если абсолютная величина плотности тока на поверхности образца достигнет порогового значения j_s , равного в случае идеальной поверхности плотности тока распаривания Гинзбурга-Ландау. Вычисления проведены в модели Бина, то есть плотность тока депиннинга j_p не зависит от H_0 . Показано, что в случае слабого и сильного пиннинга зависимость критического тока от внешнего магнитного поля имеет различный вид. Так, для слабого пиннинга данная зависимость является монотонно падающей, тогда как для сильного пиннинга в области малых полей возможен рост критического тока (рис. 2). Предсказано существование пик-эффекта (т.е. достижения максимума критического тока при ненулевом магнитном поле) в сверхпроводниках, возникающего в области низких полей в результате конкуренции объемного пиннинга и поверхностного барьера. При этом зависимость критического тока от внешнего магнитного поля имеет вид:

$$I_c(H_0) = \begin{cases} \frac{cH_p^*}{2p} \sqrt{\frac{H_s^2 + H_p^{*2} - H_0^2}{H_p^{*2} - H_0^2}}, & 0 < H_0 < H_1 \\ -\frac{cH_0}{2p} + \frac{c}{2p} \sqrt{4H_p^{*2} + H_s^2}, & H_1 < H_0 < H_2 \\ \frac{c}{8p} \frac{H_s^2 + 4H_p^{*2} + 4H_0H_p^*}{H_0 + H_p^*}, & H_0 > H_2. \end{cases} \quad (9)$$

где $H_1 = 0.5 \left[\sqrt{H_s^2 + 4H_p^{*2}} - H_s \right]$, $H_2 = 0.5 \sqrt{H_s^2 + 4H_p^{*2}}$,

$H_p^* = 4\pi w j_p / c$, $H_s = 4\pi \lambda j_s / c$. Максимальная относительная величина пика составляет порядка 15 процентов.

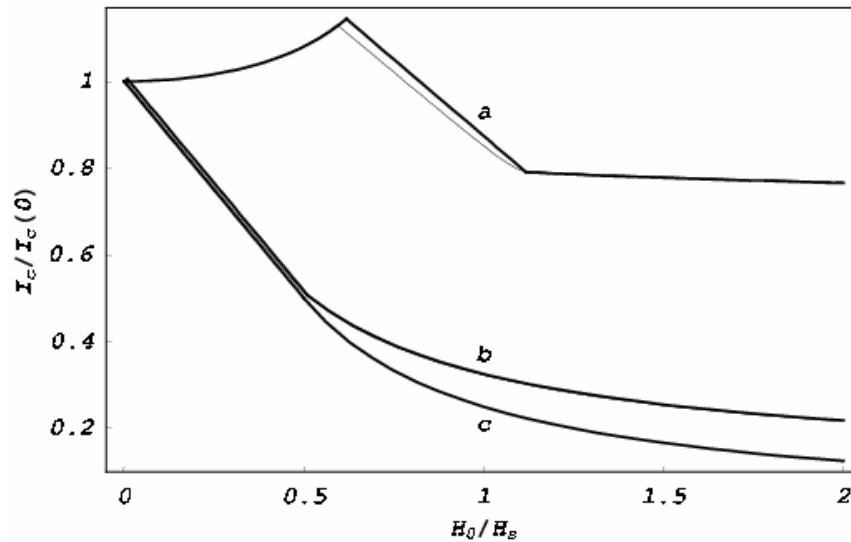


Рис. 2 Зависимость критического тока от величины внешнего магнитного поля. Кривая “а” соответствует значениям параметров $w/I = j_s / j_p = 100$, кривая “б” - $w/I = 10$, $j_s / j_p = 100$, кривая “с” - $j_p = 0$. Для параметров, соответствующих кривой “а”, серым цветом показан результат численного расчета критического тока, а черным – аналитического.

В Заключении сформулированы выводы, сделанные по результатам работы:

1. Для джозефсоновского контакта, образованного двумя соосными анизотропными сверхпроводниками, в нелокальном пределе выведено уравнение для разности фаз параметра порядка.

2. Рассчитаны электромагнитные характеристики абрикосовского вихря с джозефсоновским кором (AJ-вихря), локализованного на дефекте, и определена величина критического поля, при котором существование такого вихря становится энергетически выгодным.

3. Описано взаимодействие абрикосовского вихря с планарным дефектом, обладающим джозефсоновскими свойствами и получено выражение для поперечной составляющей силы пиннинга. Показано, что наличие анизотропии приводит к появлению дополнительной силы, стремящейся развернуть вихрь вдоль направления легкой оси.

4. В лондоновском приближении исследована гетероструктура, состоящая из тонкой сверхпроводящей пленки ширины $w \ll l_{\perp}$ и помещенной над ней продольно намагниченной тонкой ферромагнитной полоски. Найдены выражения для экранирующего мейсснеровского тока и энергии взаимодействия вихря с ферромагнитной полоской в зависимости от безразмерных параметров: ширины ферромагнитной полоски и ее расстояния от сверхпроводника.

5. Вычислена полная энергия пары вихрь - антивихрь и показано, что пара может существовать внутри сверхпроводника при условии, что безразмерная намагниченность ферромагнетика m превосходит некоторую величину $m = m^*$: $m > m^*$. Показано, что возможны два сценария входа/выхода потока в зависимости от максимальной величины мейсснеровской плотности тока $i_m(x)$:

а). $i_{max} = i_m(\mu w / 2)$. При намагниченности $m < m^*$ краевой барьер на выход вихрей исчезает и вихри (антивихри) покидают пленку с левого (правого) края соответственно. При $m > m_{s1}$ краевой барьер на вход пары подавлен, так что вихри и антивихри, рожденные на противоположных краях, проникают в пленку;

б). $i_{max} = |i_m(0)|$. В этом случае процессы аннигиляции пары (при $m < m^*$) и ее рождения (при $m > m_{s2}$) происходят на оси симметрии сверхпроводящей пленки. Заметим, что для рождения пары в центре необходима меньшая намагниченность ($m_{s2} < m_{s1}$).

Исследованы зависимости критических намагниченностей (m_{s2}, m_{s1}, m^*) от геометрических размеров гетероструктуры.

6. Рассчитана величина критического тока данной гетероструктуры и показано, что его величина зависит от направления транспортного тока (диодный эффект).

7. Найдено аналитическое решение, описывающее критическое состояние сверхпроводящего контура, состоящего из двух компланарных пленок ширины w и толщины d ($w \gg \max(d, 2I^2/d)$), разделенных щелью произвольной ширины $b = (2a - w)$. Критическая плотность тока i_c предполагается постоянной (модель Бина).

8. Вычислены гистерезисные потери P для пленок, несущих переменный транспортный ток. Показано, что при малых амплитудах транспортного тока I_0 эти потери малы: $P \sim I_0^4$, как и для изолированной пленки.

9. Исследовано поведение сверхпроводящего контура в перпендикулярном внешнем магнитном поле H , без транспортного тока ($I = 0$), в двух случаях: для незамкнутых пленок (а)) и для контура, образованного двумя пленками, замкнутыми на их концах (б)). Рассчитаны кривые намагниченности контура на полном цикле изменения внешнего магнитного поля. Показано, что для замкнутого контура существует поле H_p , такое, что при $H \geq H_p$ плотность тока в пленках равна i_c и магнитный поток во внутренних областях пленок увеличивается от нуля с ростом H . При этом магнитный момент такого замкнутого контура насыщается при $H = H_p$.

10. Рассчитан критический ток объемного сверхпроводника II рода. Показано, что совместное влияние поверхностного барьера и объемного пиннинга на зависимость критического тока $I_c(H_0)$ массивной сверхпроводящей пластины характеризуется параметром $z = j_p w / j_s l$. При $z \ll 1$ $I_c(H_0)$ монотонно убывает от максимального значения $I_s = 2 j_s l$ при $H_0 = 0$ до минимального значения $I_s = 2 j_p w$ при $H_0 \gg H_s / 2$. При $z \gg 1$ поверхностный барьер практически не влияет на величину критического тока, который в данном случае определяется пространственными неоднородностями.

11. Эффект совместного влияния поверхностного барьера и объемного пиннинга приводит к тому, что при $z \propto l$ в области слабых полей ($0 < H_0 < H_l$) $I_c(H_0)$ является возрастающей функцией, достигая максимального значения в поле

H_I (пик-эффект). Относительная высота пика $I_c(H_I)/I_c(0)$ максимальна при $z = \sqrt{2}$ и равна $I_c(H_I)/I_c(0) \approx 1.15$.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Л.Я. Винников, Л.А. Гуревич, Г.А. Емельченко, Ю.А.Осипьян, “Прямое наблюдение вихрей Абрикосова в монокристалле высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_x$ ”, Письма в ЖЭТФ, **47**, 109 – 111 (1988).
- [2]. A. Gurevich, “Nonlocal Josephson electrodynamics and pinning in superconductors”, Phys.Rev.B, **46**, 3187 – 3190 (1992).
- [3]. A. Gurevich, M.S. Rzchowski, G. Daniels, B.M. Hinaus, and D.C. Larbalestier, “Flux-flow of Abrikosov-Josephson vortices along low-angle grain boundaries in high- T_c superconductors”, PROCEEDINGS OF 10TH INTERNATIONAL WORKSHOP ON CRITICAL CURRENTS (IWCC 2001), June 4-7, 2001, Göttingen, Germany, p.45.; cond-mat/0201234 v.1.
- [4]. A. Gurevich, L.D. Cooley, “Anisotropic flux pinning in a network of planar defects”, Phys.Rev.B, **50**, 13563 - 13576 (1994).
- [5]. R.A. Klemm, “Lower critical field of a superconductor with uniaxial anisotropy”, Phys.Rev.B, **47**, 14630 - 14633 (1993).
- [6]. A. Sudbø, E.H. Brandt and D.A. Huse, “Multiple coexisting orientations of flux lines in superconductors with uniaxial anisotropy”, Phys.Rev.Lett., **71**, 1451 - 1454 (1993).
- [7] J.I. Martin, M. Velez, J. Nogues and I.K. Schuller, “Flux pinning in a superconductor by an array of submicrometer magnetic dots”, Phys.Rev.Lett., **79**, 1929 - 1932 (1997).
- [8] M.J. Van Bael, M. Van Look, K. Temst, M. Lange, J. Bekaert, U. May, G. Guntherodt, V.V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, “Flux pinning by regular arrays of ferromagnetic dots”, Physica C, **332**, 12 – 19 (2000).
- [9] S. Erdin, A.F. Kayali, I.F. Lyuksyutov and V.L. Pokrovsky, “Interaction of mesoscopic magnetic textures with superconductors”, Phys.Rev.B, **66**, 014414 - 1 - 014414 - 7 (2002).
- [10] S. Erdin, “London study of vortex states in a superconducting film due to a magnetic dot”, Phys.Rev.B, **72**, 014522 - 1 - 014522 - 7 (2005).

- [11] К.К. Лихарев, “Образование смешанного состояния в плоских сверхпроводящих пленках”, Изв. Вузов. Радиофизика, **14**, 919 – 928 (1971).
- [12] M. Konczykowski, L.I. Burlachkov, Y. Yeshurin, F. Holtzberg “Evidence for surface barriers and their effect on irreversibility and lower-critical-field measurements in Y-Ba-Cu-O crystals”, Phys.Rev.B, **43**, 13707 - 13710 (1991).
- [13] L. Burlachkov, “Magnetic relaxation over the Bean-Livingston surface barrier”, Phys.Rev.B, **47**, 8056 - 8064 (1993).
- [14] M. Benkraouda and J.R. Clem, “Critical current from surface barriers in type-II superconducting strips”, Phys. Rev. B, **58**, 15103 - 15107 (1998).
- [15] A.I. Buzdin, M. Daumens, “Electromagnetic pinning of vortices on different types of defects”, Physica C, **294**, 257 - 269 (1998).
- [16] D.Yu. Vodolazov, “Effect of surface defects on the first vortex entry in type-II superconductors”, Phys.Rev.B, **62**, 8691 - 8694 (2000).
- [17]. C.P. Bean, “Magnetization of hard superconductors”, Phys.Rev.Lett., **8**, 250 - 253 (1962).
- [18]. C.P. Bean, “Magnetization of high - field superconductors”, Rev.Mod.Phys, **36**, №1, 31 - 39 (1964).
- [19] Yu. A. Genenko, A.Usoskin, and H.C. Freyhardt, “Large predicted self-field critical current enhancements in superconducting strips using magnetic screens”, Phys.Rev.Lett., **83**, 3045 - 3048 (1999).
- [20] Yu. A. Genenko, A. Snezhko, and H.C. Freyhardt, “Overcritical states of a superconductor strip in a magnetic environment”, Phys.Rev.B, **62**, 3453 - 3472 (2000).
- [21] Y.A. Genenko, ”Overcritical states of a superconductor strip in all-superconducting environments” , Phys.Rev.B, **66**, 184520 - 1 - 184520 - 8 (2002).
- [22] Y. Mawatari and J.R. Clem, “Magnetic-flux penetration and critical currents in superconducting strips with slits”, Phys.Rev.Lett., **86**, 2870 – 2873 (2001).
- [23] Y. Mawatari, “Critical state of periodically arranged superconducting-strip lines in perpendicular fields”, Phys.Rev.B, **54**, 13215 - 13221 (1996).
- [24] E. Pardo, A Sanchez, D. - X. Chen, and C. Navau, “Theoretical analysis of the transport critical – state ac loss in arrays of superconducting rectangular strips”, Phys.Rev.B, **71**, 134517 - 1 - 134517 - 12 (2005).
- [25] E. Pardo, A Sanchez, and C. Navau, “Magnetic properties of arrays of superconducting strips in a perpendicular field”, Phys.Rev.B, **67**, 104517 - 1 - 104517 - 18 (2003).

СПИСОК РАБОТ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- A1. R.M. Ainbinder and G.M. Maksimova, “Hysteretic characteristics of a double stripline in the critical state”, *Superconductor Science and Technology*, **16**, (2003), 871-878.
- A2. Р.М. Айнбиндер, Д.Ю. Водолазов, И.Л. Максимов, “Низкополевой пик-эффект в сверхпроводниках II рода”, *ЖТФ*, **75**, выпуск 7, 137 - 139 (2005).
- A3. R.M. Ainbinder and G.M. Maksimova, “Nonlocal properties of Josephson contact between anisotropic superconductors”, *Phys.Rev.B*, **72**, 064504 - 1 - 064504 - 8 (2005).
- A4. G.M. Maksimova, R.M. Ainbinder, and I.L. Maksimov, “Vortex-antivortex configurations in a superconducting film due to a ferromagnetic strip: Edge barrier versus annihilation barrier”, *Phys.Rev.B*, **73**, 214515 - 1 - 214515 - 10 (2006).
- A5. I.L. Maksimov, R.M. Ainbinder, D.Yu. Vodolazov, “Anomalous peak – effect in type-II superconductors: a competition between bulk pinning and a surface barrier”, *Physica C*, **451**, 127-133 (2007).
- A6. R.M. Ainbinder and I.L. Maksimov, “Critical current of a magnetic-superconducting heterostructure: diode effect”, *Superconductor Science and Technology*, **20**, 441-443 (2007).