

На правах рукописи



Гохфельд Денис Михайлович

МАГНИТНЫЙ ГИСТЕРЕЗИС И ПЛОТНОСТЬ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА
НЕОДНОРОДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ
В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Красноярск – 2019

Работа выполнена в Лаборатории сильных магнитных полей Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленного подразделения Федерального исследовательского центра «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук» (ИФ СО РАН)

Научный консультант: Балаев Дмитрий Александрович, доктор физико-математических наук

Официальные оппоненты:

Кузьмичев Николай Дмитриевич, доктор физико-математических наук, Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, профессор кафедры конструкторско-технологической информатики

Руднев Игорь Анатольевич, доктор физико-математических наук, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», профессор отделения лазерных и плазменных технологий

Успенская Людмила Сергеевна, доктор физико-математических наук, Институт физики твердого тела Российской академии наук, ведущий научный сотрудник лаборатории квантовых кристаллов

Ведущая организация: Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»

Защита состоится «11» октября 2019 года в 14.30 часов на заседании диссертационного совета Д 003.075.01 по защите диссертаций на базе Федерального исследовательского центра «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук», по адресу: 660036, г. Красноярск, Академгородок, д. 50, стр. 38.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленного подразделения ФИЦ КНЦ СО РАН и на сайте <http://kirensky.ru>.

Автореферат разослан « » 2019 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 003.075.01
доктор физ.-мат. наук



Втюрин А. Н.

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы

Синтез и исследования сверхпроводников в различных структурных формах представляют огромный интерес с научной точки зрения и для практических применений. Физические свойства сверхпроводящих материалов зависят от различных структурных дефектов, случайных или целенаправленно созданных при синтезе. Неоднородные сверхпроводники – это материалы, в которых сосуществуют сверхпроводящие и несверхпроводящие области. Поликристаллические сверхпроводники являются наиболее представленной в исследованиях разновидностью неоднородных сверхпроводников. Значительная часть поисковых исследований по воздействию изменений структуры или состава на свойства сверхпроводников проводится на поликристаллических материалах. Это связано с относительной простотой синтеза поликристаллических сверхпроводников по сравнению с монокристаллами и широкими возможностями для модификаций технологии получения и свойств создаваемых материалов. Современные технологии синтеза сверхпроводящих кристаллов и изготовления сверхпроводящих проводов, отработанные до близкого к совершенству состояния, базируются на огромном числе работ, проведенных на поликристаллических материалах.

Увеличение плотности критического тока сверхпроводников представляет собой задачу, сравнимую по важности и сложности с повышением критической температуры. В монокристаллах высокотемпературных сверхпроводников плотность критического тока может достигать 10^{12} А/м². Из-за больших величин плотности критического тока, для ее определения обычно используют косвенные методы, а не прямые транспортные измерения. В косвенных методах значение плотности критического тока оценивается по величине магнитного сигнала от образца. Плотность внутригранульного критического тока поликристаллических сверхпроводников также определяется с помощью магнитных измерений. Транспортные измерения позволяют определить только плотность межгранульного критического тока поликристаллических сверхпроводников, которая на несколько порядков меньше плотности внутригранульного критического тока. Распространенный косвенный метод,

применяемый в экспериментальных работах, использует пропорциональность между плотностью критического тока J_c и высотой петли гистерезиса сверхпроводника ΔM . Такая пропорциональность следует из модели критического состояния. Применимость модели критического состояния достаточно обоснована для однородных магнитомягких сверхпроводников второго рода. Однако в случае неоднородных сверхпроводников отсутствует обоснование пропорциональности между плотностью критического тока и шириной намагниченности петли гистерезиса. Сравнение параметров различных сверхпроводников требует корректной интерпретации результатов измерений и учёта особенностей микроструктуры материалов. При определении плотности критического тока с помощью магнитных методов особенно важно учитывать масштаб циркуляции токов в неоднородных сверхпроводящих образцах.

Возможные модификации микроструктуры сверхпроводников включают создание дефектов и неоднородностей для увеличения пиннинга и плотности критического тока и изменения структуры, влияющие на значения критического тока или магнитосопротивления в выделенных интервалах температур и магнитных полей. Также модификации микроструктуры могут быть направлены на улучшение функциональных свойств сверхпроводников.

Цель работы

Основная цель работы – это разработка методов определения плотности критического тока неоднородных сверхпроводников из измерений магнитного гистерезиса и исследование неоднородных сверхпроводников с различными особенностями микроструктуры. Для достижения поставленных целей предлагалось решить следующие **основные задачи**:

1. Развить модель, описывающую намагниченность гранулярных сверхпроводников.
2. Разработать метод определения циркуляционного радиуса и плотности критического тока из измерений петель гистерезиса намагниченности неоднородных сверхпроводников.

3. Предложить связь аномального увеличения модуля намагниченности (пик-эффект) на асимметричных петлях гистерезиса намагниченности с изменением критического тока сверхпроводника.
4. Исследовать высокопористые материалы на основе сверхпроводников $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ и текстурированный материал, полученный из высокопористого $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$. Определить влияние пористости на магнитные свойства исследуемых сверхпроводников.
5. Исследовать поликристаллические сверхпроводники $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и $\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Определить влияние замещения Y на Nd в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ на пик-эффект.
6. Исследовать возможность увеличения внутригранульного критического тока при внедрении магнитных наночастиц в межгранульное пространство поликристаллических сверхпроводников MgB_2 и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.
7. Исследовать влияние сосуществования сверхпроводящей и диэлектрической фаз в монокристаллическом $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ на намагниченность и пик-эффект в этом материале.

Научная новизна результатов

1. Разработана модель, позволяющая описывать асимметричные петли гистерезиса намагниченности сверхпроводников и проводить сравнение различных сверхпроводящих материалов. Введен параметр, глубина равновесно намагниченного приповерхностного слоя, связанный с равновесной намагниченностью образца. Отношение глубины равновесно намагниченного приповерхностного слоя к циркуляционному радиусу определяет асимметрию петли гистерезиса намагниченности относительно оси H .
2. Разработан оригинальный метод для оценки циркуляционного радиуса неоднородных сверхпроводников. Применение метода рекомендуется для анализа магнитных свойств различных сверхпроводников и сравнения их плотности критического тока.
3. Впервые исследованы магнитные свойства пористого сверхпроводника $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$, полотна из нанонитей $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ и текстурированного сверхпроводника, полученного из пористого $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$. Обнаружено,

что критический ток образцов соответствует теории коллективного закрепления вихрей Абрикосова на слабых центрах пиннинга.

4. Петли гистерезиса намагниченности с аномальным увеличением модуля намагниченности (пик-эффект) поликристаллических сверхпроводников $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и монокристаллического сверхпроводника $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ впервые были рассчитаны с использованием функции Больцмана, описывающей изменение состояния двухуровневой системы.

5. Впервые исследовано влияние замещения Y на Nd на особенности петли гистерезиса и пик-эффект в сверхпроводнике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Обнаружено, что увеличение содержания Nd в $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ приводит к уменьшению магнитного поля, при котором происходит пик-эффект.

6. Исследовано влияние поверхностного декорирования сверхпроводящих гранул магнитными наночастицами на внутригранульный критический ток в поликристаллических MgB_2 и $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Максимальное увеличение плотности внутригранульного критического тока сверхпроводниках обнаружено при добавлении 1 или 10 % массовых долей наночастиц Co (с размером менее 20 нм) в MgB_2 и 1 и 19 % массовых долей наночастиц CuO (с средним размером 13 нм) в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Практическая ценность работы

Разработана модель, описывающая асимметричные петли гистерезиса намагниченности сверхпроводников. Разработан метод для определения радиуса циркуляции экранирующих токов. Написана программа для анализа магнитных характеристик.

Проведены исследования высокопористых сверхпроводников. Пористая структура обеспечивает 1) уменьшенное время синтеза, благодаря быстрому насыщению кислородом всего объема образца; 2) эффективное охлаждение, благодаря проникновению хладагента в поры; 3) уменьшенный вес и уменьшенное количество химических прекурсоров на единицу объема сверхпроводника; 4) возможность формировать структуры различного размера и формы (масштабируемость). Высокопористые ВТСП также являются промежуточным элементом для получения текстурированных материалов. Благодаря малым значениям плотности, исследованные материалы могут использоваться в спутниковых системах, например, в системах стыковки

космических аппаратов, системах сбора космического мусора, системах микрометеоритной защиты.

Предложены способы изменения интервала магнитных полей, в котором происходит увеличение плотности критического тока (пик-эффект).

Установлено, что внедрение наночастиц в межгранульное пространство сверхпроводников MgB_2 и $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ приводит к увеличению плотности внутригранульного критического тока по сравнению с реперными образцами.

Показано, что при температуре ниже 10 К плотность критического тока в гранулах исследованных материалов достигает до 10 % от теоретического предела для плотности тока (плотность тока распаривания). Таким образом, остаются возможности для дальнейшего увеличения плотности внутригранульного критического тока.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Расширенная модель критического состояния позволяет описать асимметричные петли гистерезиса намагниченности и оценить параметры поликристаллических и монокристаллических сверхпроводников. В разработанной модели асимметрия петли гистерезиса определяется отношением глубины приповерхностного равновесно намагниченного слоя к радиусу циркуляции тока. Величина циркуляционного радиуса может быть оценена из петли гистерезиса намагниченности образца. Пик-эффект на полевых зависимостях намагниченности предлагается описывать как переход между состояниями с различными значениями критического тока.

2. Сравнение магнитных свойств сверхпроводника $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ с высокой пористостью, плотного сверхпроводника $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$, текстурированного материала $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$, полотна из нанонитей $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ и вискера $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ показало, что у высокопористого $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ величина диамагнитного сигнала на единицу массы образца превышает значение диамагнитного сигнала других образцов. Установлено, что причиной значительного диамагнитного отклика является крупный размер гранул в высокопористом $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Для образцов $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ плотность внутригранульного критического тока достигает $18 \cdot 10^{10}$ А/м² при температуре 4.2 К, а для образцов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ $19 \cdot 10^{10}$ А/м² при температуре 5 К. Температурные зависимости плотности

критического тока соответствуют коллективному закреплению вихрей Абрикосова на слабых центрах пиннинга. Параметр анизотропии намагниченности текстурированного $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ на два порядка меньше, чем у кристаллов Bi-2223. Причиной слабой анизотропии является неидеальное упорядочение гранул.

3. Исследование магнитных свойств сверхпроводников $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и $\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ установило, что положение вторичного пика на петлях гистерезиса намагниченности зависит от содержания редкоземельного элемента, замещающего иттрий в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Пик-эффект описан с помощью функциональной зависимости для критического тока при переходе вихревой решетки из упорядоченного в неупорядоченное состояние. Плотность внутригранульного критического тока этих материалов при температуре ниже 10 К составляет около 10^{11} А/м².

4. Показана возможность создания дополнительных центров пиннинга на поверхности гранул и увеличения плотности внутригранульного критического тока при добавлении магнитных наночастиц в поликристаллические сверхпроводники. Максимальная плотность внутригранульного критического тока достигается при массовой доле наночастиц около 1 % и 10 % для композитных лент $\text{MgB}_2 + \text{Co}$ ($J_{c0} \approx 16 \cdot 10^{10}$ А/м² при $T = 10$ К) и 1 % и 19 % для композитного материала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} + \text{CuO}$ ($J_{c0} \approx 12 \cdot 10^{10}$ А/м² при $T = 4.2$ К).

5. Поведение намагниченности монокристалла $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ согласуется с известным механизмом электронного фазового расслоения, характерным для родственных металлооксидных материалов. Подавление фазового расслоения при увеличении магнитного поля сопровождается ростом доли сверхпроводящей фазы в образце, что приводит к наблюдаемому пик-эффекту в $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$.

Достоверность результатов и апробация работы

Достоверность данных, полученных в представленной диссертации, обеспечена применением стандартных методик измерения магнитных свойств твердых тел во внешних магнитных полях с использованием высокочувствительной регистрирующей аппаратуры. Результаты, полученные на образцах классических сверхпроводящих соединений, совпадали с

литературными данными. Все полученные результаты измерений воспроизводимы и повторяемы.

Результаты, включённые в диссертацию, были представлены и обсуждались на международных конференциях «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» (Звенигород, 2004 г.; 2006 г.; 2011 г.), международном симпозиуме «Novel materials with electronic correlations, strong coupling and different dimensionalities» (Дрезден, Германия, 2004 г.), международных конференциях «Materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductors» (Дрезден, 2006 г.; Токио 2009 г.), симпозиуме «Среды со структурным и магнитным упорядочением» (Лоо, 2007 г.), симпозиуме «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2010 г.), Байкальской конференции «Магнитные материалы. Новые технологии» (Иркутск, 2012 г.), International workshop on processing and applications of superconducting (RE)BCO large grain materials (Льеж, Бельгия, 2015 г.), Европейско-азиатском симпозиуме «Trends in Magnetism» (Красноярск, 2016 г.), Московском международном симпозиуме по магнетизму (Москва, 2017 г.) International Conference on Strongly Correlated Electron Systems «SCEC» (Прага, 2017 г.), Всероссийском семинаре «Моделирование неравновесных систем» (Красноярск, 2017 г.). В целом работа докладывалась на научных семинарах лаборатории сильных магнитных полей, отдела физики магнитных явлений и физическом семинаре Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленного подразделения ФИЦ КНЦ СО РАН (Красноярск, 2019 г.).

Публикации

По теме диссертации опубликовано 23 статьи в рецензируемых журналах, индексируемых системами цитирования Web of Science и Scopus, и 1 глава в монографии. Зарегистрирована 1 программа для ЭВМ. Список работ автора представлен в конце автореферата.

Личный вклад автора

Все результаты, представленные в диссертации, получены автором, либо при его непосредственном участии. Автор ставил цели и задачи, проводил анализ экспериментальных данных, выполнял численные расчеты, предлагал физическую интерпретацию полученных результатов и участвовал в

обсуждении результатов с соавторами работ. Разработка модели для описания петель гистерезиса намагниченности неоднородных сверхпроводников выполнена автором при сотрудничестве с д.ф.-м.н. профессором В.В. Вальковым. Программное обеспечение для обработки экспериментальных данных и метод оценки циркуляционного радиуса созданы автором.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, семи глав, приложения, заключения и списка использованной литературы. Общий объём составляет 280 страниц, включая 90 рисунков и 18 таблиц. Список использованной литературы состоит из 396 наименований.

Во Введении дается обоснование актуальности темы, сформулированы цель и задачи исследования, изложена новизна и показана практическая ценность работы.

В первой главе приводится литературный обзор, посвященный исследованиям намагниченности сверхпроводников. Рассматриваются основные исторические этапы, охватывающие период от открытия сверхпроводников до двухтысячных годов. Особое внимание уделено моделям и механизмам магнитного гистерезиса сверхпроводников второго рода. Приведены теоретические взгляды на процессы, определяющие величину плотности критического тока J_c сверхпроводников. Рассмотрены способы, применяемые для изменения микроструктуры сверхпроводников и увеличения J_c . Представлены предлагаемые области применения сверхпроводников с высокими значениями J_c . Перечислены основные проблемы, возникающие при исследовании магнитных свойств поликристаллических сверхпроводников: использование формулы Бина [1] для оценки плотности критического тока, без достаточного обоснования; невозможность использования расширенной модели критического состояния [2] для сравнения характеристик сверхпроводников из-за большого числа неопределяемых параметров модели; отсутствие метода для описания аномального увеличения модуля намагниченности (пик-эффект) на петлях гистерезиса, асимметричных относительно оси H ; отсутствие метода

оценки циркуляционного радиуса, применимого для поликристаллических сверхпроводников.

Вторая глава посвящена описанию модели, разработанной для описания петель гистерезиса намагниченности асимметричных относительно оси $H = 0$.

Рассматривался образец вытянутой формы с длиной много большей, чем его размеры в поперечной плоскости. Внешнее магнитное поле H направлено вдоль длинной оси образца. В этом случае размагничивающий фактор равен нулю, и силовые линии поля всегда параллельны длинной оси образца. В такой геометрии можно перейти к одномерной задаче, в которой все переменные зависят от расстояния r до оси образца. Для образца в форме длинного цилиндра с радиусом R намагниченность определяется следующим выражением:

$$M(H) = -H + \frac{2}{\mu_0 R^2} \int_0^R r B dr, \quad (1)$$

где B – это значение магнитной индукции на расстоянии r от оси образца. Распределение плотности потока B внутри образца определяется уравнением:

$$dB/dr = \pm \mu_0 j_c(B), \quad (2)$$

где j_c – это величина плотности критического тока на расстоянии r от оси образца. Согласно подходу [3,4], решение уравнения (2) записывается в виде:

$$B = F^{-1}(F(\mu_0 H) + \mu_0 j_{c0} (R - r)), \quad (3)$$

где j_{c0} – это значение j_c при $B = 0$, функция $F(B)$ определяется как $F(B) = \int_0^B j_{c0}/j_c(B') dB'$, а F^{-1} – это ее обратная функция.

Модель критического состояния рассматривает только неравновесную намагниченность сверхпроводника. Равновесный вклад в намагниченность в описываемой модели возникает в приповерхностной области. В данной модели глубина приповерхностной области l_s увеличивается при увеличении магнитного поля. Когда внешнее поле становится равно полю необратимости H_{irr} , область с равновесной намагниченностью занимает весь объём образца. Распределение плотности потока B на глубине l_s от поверхности образца не

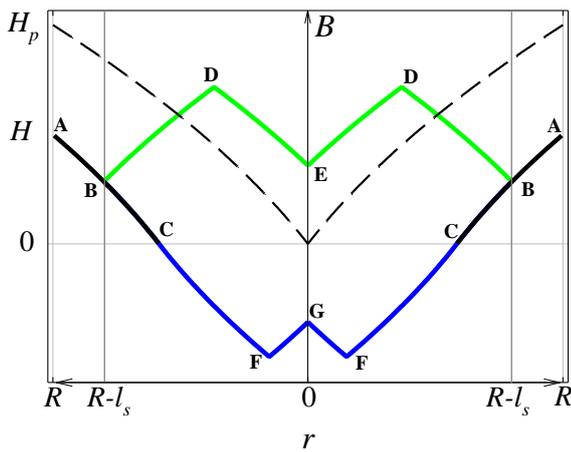


Рис. 1. Распределение плотности магнитного потока в цилиндрическом образце.

зависит от предыстории намагничивания, в отличие от внутренней части образца. На рис. 1 показаны распределения магнитного потока в цилиндрическом образце, находящемся во внешнем магнитном поле H , вычисленные по описанной расширенной модели критического состояния. Участок ABC на рис. 1 соответствует распределению магнитного потока в образце при начальном намагничивании (увеличение

H от 0 до некоторого максимального поля H_m). Профиль ABDE на рис. 1 соответствует распределению магнитного потока при уменьшении H от H_m до 0. Профиль ABCFG на рис. 1 соответствует распределению магнитного потока при увеличении H от 0 до H_m после изменения поля от 0 до $-H_m$ и обратно до 0.

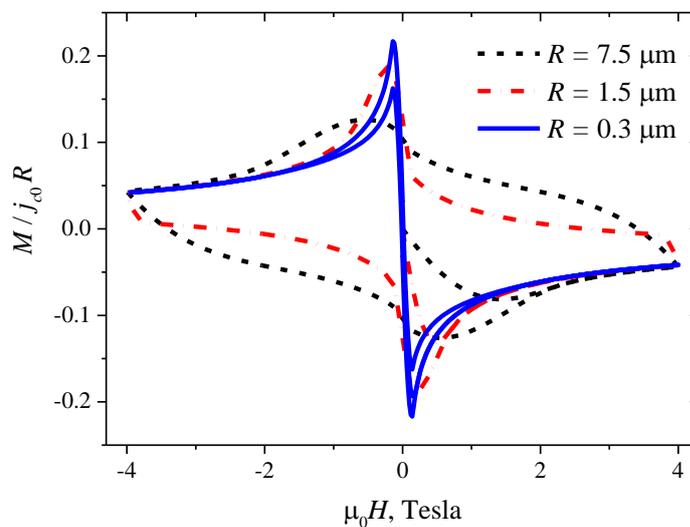


Рис. 2. Петли гистерезиса намагниченности при разной величине R .

На рис. 2 показаны вычисленные по описанной модели петли гистерезиса для разных значений R . Глубина приповерхностной области l_{s0} в каждом случае равна 150 нм, а $j_{c0} = 10^{12}$ А/м². Ширина намагниченности ΔM пропорциональна произведению $j_{c0}R$ (ось M на рис. 2 нормирована на $j_{c0}R$). С уменьшением R и, соответственно, с увеличением отношения l_{s0}/R наблюдается увеличение

асимметрии петли относительно оси H . Также, при уменьшении R происходит уменьшение поля полного проникновения H_p , определяемого как значение поля, при котором происходит слияние участка начального намагничивания с нижней ветвью петли гистерезиса.

Форма петли гистерезиса намагниченности и изменение ее высоты при увеличении магнитного поля определяются зависимостями плотности критического тока [5] и глубины приповерхностного слоя [6] от магнитного поля. Для описания экспериментальных петель гистерезиса намагниченности предложены феноменологические зависимости, позволяющие успешно описать экспериментальные данные и согласующиеся со скейлинговым законом для полевой зависимости силы пиннинга [7]. Для локальной плотности критического тока используется следующая зависимость:

$$j_c(B) = j_{c0} \frac{1 - (|B|/B_{c2})^\alpha}{1 + (|B|/B_0)^\alpha} \quad \text{для } |B| \leq B_{c2}(T), \quad (4)$$

$$j_c(B) = 0 \quad \text{для } |B| > B_{c2}(T),$$

где параметр B_0 определяет скорость уменьшения j_c , α – это положительный безразмерный параметр, B_{c2} – это значение магнитной индукции, соответствующее верхнему критическому полю H_{c2} . Для глубины приповерхностной области предложена зависимость:

$$l_s(H) = R - (R - l_{s0}) \left(1 - \frac{|H|}{H_{irr}}\right)^m \quad \text{при } |H| \leq H_{irr}, \quad (5)$$

$$l_s(H) = R \quad \text{при } |H| > H_{irr},$$

где l_{s0} – это значение l_s при $H = 0$, H_{irr} – это поле необратимости, m – это безразмерный параметр, $m \approx 1$. Вихри Абрикосова не закрепляются в приповерхностном регионе [6], поэтому приповерхностный слой глубиной l_s не участвует в переносе сверхтока через образец. Поэтому макроскопическая плотность критического тока J_{c0} , усредненная по сечению образца, уменьшается: $J_{c0} = j_{c0} (1 - l_{s0}/R)^n$; для рассматриваемой геометрии $n = 3$. Зависимость $J_c(H)$ выражается как

$$J_c(H) = J_{c0} \frac{(1 - |H|/H_{irr})^\beta}{1 + (|H|/H_0)^\alpha} \quad \text{при } |H| \leq H_{irr}, \quad (6)$$

$$J_c(H) = 0 \text{ при } |H| > H_{\text{irr}},$$

где β – это положительный безразмерный параметр, $\beta = m \cdot n$. Из (6) можно получить выражение для силы пиннинга:

$$\frac{F_p(H)}{\mu_0 J_{c0} H_0^\alpha H_{\text{irr}}^{1-\alpha}} \approx \left(\frac{|H|}{H_{\text{irr}}} \right)^{1-\alpha} \left(1 - \frac{|H|}{H_{\text{irr}}} \right)^\beta, \quad (7)$$

которое совпадает со скейлинговым законом [7,8].

В случае пик-эффекта (аномального увеличения модуля намагниченности в больших полях) зависимость $J_c(H)$ также имеет пик в больших полях. В отличие от предыдущих работ (например [9]), в которых применялись функции Лоренца или Гаусса, для добавления пика к зависимости $J_c(H)$ предлагается использовать функцию Больцмана или заменяющую ее сигмоидальную функцию. Функция Больцмана описывает изменения параметров в двухуровневой системе [10].

В качестве основной причины пик-эффекта в ВТСП рассматривается переход из упорядоченной в разупорядоченную фазу двумерной вихревой решетки [11]. Упорядоченная фаза вихревой решетки характеризуется меньшими значениями критического тока, чем разупорядоченная фаза. Переход из упорядоченного в разупорядоченное состояние описывается следующей функцией Больцмана:

$$J_c(H) = J_{c,1}(H) + \frac{J_{c,2}(H) - J_{c,1}(H)}{1 + \exp(-(|H| - H_{\text{tr}})/H_w)}, \quad (8)$$

где $J_{c,1}(H)$ и $J_{c,2}(H)$ – это полевые зависимости плотности критического тока соответственно упорядоченной и разупорядоченной фаз, переход между фазами характеризуется центральным полем H_{tr} и шириной H_w . На рис. 3а приведены петли гистерезиса намагниченности с пик-эффектом, рассчитанные с разными значениями глубины равновесного слоя l_{s0} . Полевые зависимости макроскопической плотности критического тока, соответствующие представленным петлям гистерезиса намагниченности, показаны на рис. 3б. Чем больше отношение l_{s0}/R , тем быстрее убывает зависимость $J_c(H)$. Наблюдаемое положение вторичного пика на зависимости $J_c(H)$ сдвигается в область меньших полей при увеличении отношения l_{s0}/R .

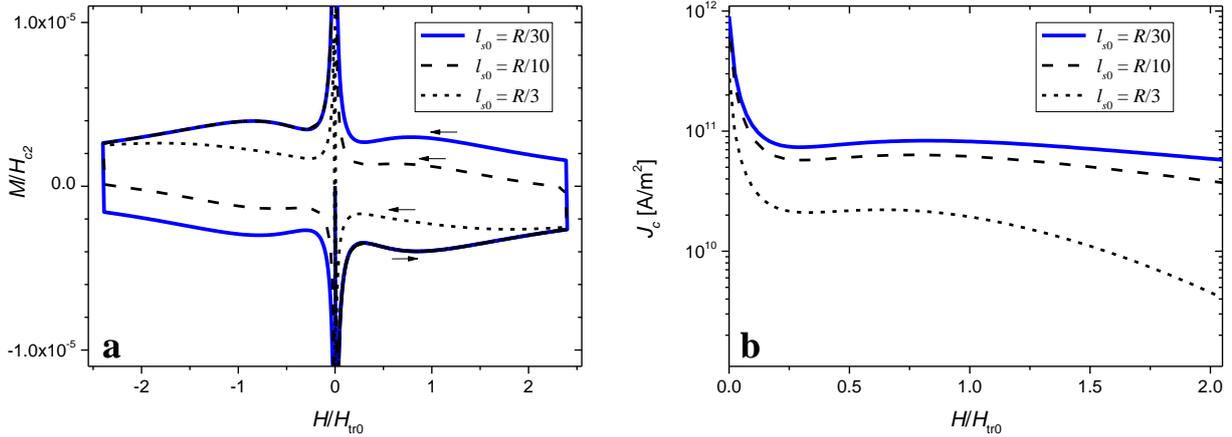


Рис. 3. Петли гистерезиса намагниченности (а) и зависимости плотности критического тока от магнитного поля (б), вычисленные для разных значений l_{s0} . Стрелки показывают направление изменения магнитного поля.

Точный расчет намагниченности поликристаллических сверхпроводников включает большое число участвующих процессов и параметров и может быть чрезвычайно сложным. Суммарную намагниченность неоднородного сверхпроводника можно представить как сумму вкладов от присутствующих в образце фаз: $M(H) = P_S M_S(H) + (1 - P_S) M_N(H)$, где M_S – это намагниченность сверхпроводящей фазы, M_N – это вклады от несверхпроводящих фаз, P_S – это объемная доля сверхпроводящей фазы. Коэффициент P_S также учитывает пористость образца. Разброс параметров гранул в поликристаллическом образце можно учесть, введя функцию распределения размеров гранул [4]. С использованием описанной модели были проведены вычисления кривых намагниченности для набора гранул с различными параметрами распределения гранул по размеру (логнормальное распределение, распределение Гаусса, два или три выделенных размера с различными долями). Параметры распределения гранул по размеру практически не влияют на форму рассчитанных петель гистерезиса намагниченности. Для любого распределения гранул можно получить соответствующую кривую намагниченности, рассматривая эквивалентный однородный образец с радиусом, значение которого близко к усредненному радиусу гранул в гранулярном образце.

Из рассматриваемой модели следует пропорциональность между макроскопической плотностью критического тока J_c и шириной намагниченности ΔM , так что

$$J_c(H) = \Delta M(H)/kR, \quad (9)$$

где коэффициент k определяется геометрической формой образца, $k = 2/3$ для длинного образца с круглым или квадратным сечением. Формула (9) совпадает с широко применяемой формулой Бина [1]. При использовании формулы (9) для определения J_c неоднородных сверхпроводников возникает проблема установления циркуляционного радиуса. Для неоднородных сверхпроводников циркуляционный радиус R может быть меньше радиуса образца, соответствуя усредненному значению размеров гранул или радиусу кластеров, образованных границами двойникования, трещинами или несколькими спаянными гранулами. Корректность определения J_c зависит от верности выбора величины R . Масштаб циркуляции тока влияет на асимметрию петли гистерезиса намагниченности относительно оси H . Для однородного образца с $l_s \ll R$ можно записать формулу (9) как $J_{cb}(H) = 2|M\uparrow(H)|/kR$, где $M\uparrow(H)$ – это значения намагниченности при увеличении внешнего магнитного поля.

Анализируя изменение асимметрии петли при изменении l_s , получаем выражение для определения циркуляционного радиуса из магнитного гистерезиса:

$$R = \lambda(T) / [1 - (\Delta M(H_p)/2|M\uparrow(H_p)|)^{1/3}]. \quad (10)$$

Здесь принято во внимание, что в малых полях величина l_s примерно равна глубине проникновения магнитного поля λ , а формула Бина применима в полях больших, чем поле полного проникновения H_p . Значения $\lambda = \lambda_0$ вблизи $T = 0$ К известны для большинства сверхпроводников. Также λ может быть определена из обратимого участка петли намагниченности с помощью модели Лондона [12]. Таким образом, предложенный простой универсальный метод позволяет находить циркуляционный радиус в сверхпроводящих образцах с пренебрежимо малым размагничивающим фактором. Более того, метод дает разумные результаты и для образцов с заметным размагничивающим фактором.

В третьей главе приведено краткое описание синтеза образцов и экспериментальных методик исследования, использованных в настоящей диссертации. Сверхпроводники составов $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ и $\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ были приготовлены М.И. Петровым и сотрудниками в лаборатории сильных магнитных полей ИФ СО РАН по стандартной

керамической технологии. Полотно (nonwoven fabric, spunbond) из нанонитей $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ изготавливалось методом электропрядения (electrospinning) в университете Саарланда, Германия. Образцы с номинальным составом $\text{Y}_{0.77}\text{Se}_{0.33}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, $\text{Nd}(\text{Ba},\text{Nd})_{2.1}\text{Cu}_3\text{O}_7$ и $\text{Eu}(\text{Eu},\text{Ba})_{2.125}\text{Cu}_3\text{O}_7$ были синтезированы в университете г. Малатья, Турция по стандартной керамической технологии. Композитные ленты из MgB_2 и наночастиц Co были приготовлены в университете г. Малатья, Турция из коммерческих порошков. Для приготовления лент использовался метод *ex situ powder-in-tube* (прокатка порошка в трубе). Наночастицы оксида меди были синтезированы в плазменно-химическом реакторе на кафедре Юнеско Сибирского Федерального Университета. Композиты из $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и наночастиц CuO были приготовлены М.И. Петровым в лаборатории Сильных магнитных полей ИФ СО РАН. Монокристалл $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ был выращен в институте физики твердого тела РАН с помощью методики химических транспортных реакций.

Химический состав исследуемых материалов проверялся с помощью рентгеновской дифракции. Использовались рентгеновские дифрактометры с $\text{CuK}\alpha$ излучением (Shimadzu XRD-7000S, Rigaku RINT2200, Rigaku RadB Dmax, Bruker D8 Advance). Для получения информации о микроструктуре образцов, форме и размерах гранул на электронных микроскопах (Leo Evo-40 VP, Hitachi S800, JEOL JEM-2100, Hitachi TM-3000) получались изображения сканирующей электронной микроскопии. Реализующаяся сверхпроводящая фаза также идентифицировалась по температуре сверхпроводящего перехода T_c , которая определялась из температурных зависимостей сопротивления и намагниченности. Магнитные измерения сверхпроводящих образцов проводились на установках Quantum Design PPMS-6000 vibrating sample magnetometer, Quantum Design MPMS7-XL SQUID magnetometry и “Автоматизированный вибрационный магнетометр со сверхпроводящим соленоидом”. В последней установке, разработанной в лаборатории Сильных магнитных полей ИФ СО РАН используется компенсационный метод измерения сигнала образца [13]. Для измерения намагниченности образец охлаждался в нулевом внешнем поле до требуемой температуры. Далее внешнее поле увеличивалось с скоростью ~ 0.03 Тл/мин. При использовании меньших скоростей сканирования вид полевых зависимостей намагниченности не изменялся. При работе с полученными данными использовалась программа

для анализа магнитных измерений, написанная автором (свидетельство № 2018618200). Программа предназначена для помощи при обработке данных, полученных в магнитных измерениях различных образцов. Программа используется для следующих задач: 1) вычет сигнала пустой вставки из полевой зависимости намагниченности образца, находящегося во вставке; 2) определение ширины или высоты петли гистерезиса; 3) определение относительного магнитосопротивления.

Четвертая глава посвящена результатам исследования магнитных свойств поликристаллических ВТСП $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ с модифицированной микроструктурой.

1. Исследовались образцы пористого сверхпроводника $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ с плотностью 2.26 г/см^3 , что составляет 38 % от теоретической плотности для монолитной керамики Bi-2223. Материал имеет специфическую хлопьеобразную структуру с множественными порами между скоплениями гранул (рис. 4). Гранулы в форме пластинок шириной от 5 до 30 $\mu\text{м}$ и толщиной $\sim 1 \mu\text{м}$. Диаметр пор сравним с размером гранул. Критическая температура T_c равна 110 К.

На рис. 5 приведены петли гистерезиса намагниченности образца, измеренные при температурах от 4.2 К до 80 К. При $T = 4.2 \text{ К}$ петля обладает малой асимметрией относительно оси H . Асимметрия петель относительно оси H , обозначенной прямыми на рис. 5, увеличивается при росте температуры и магнитного поля. Поле необратимости H_{irr} уменьшается при увеличении температуры, $\mu_0 H_{\text{irr}} \approx 5 \text{ Тл}$ при $T = 40 \text{ К}$ и $\mu_0 H_{\text{irr}} \approx 0.15 \text{ Тл}$ при $T = 80 \text{ К}$.

Наблюдаемая асимметрия петли при $T = 4.2 \text{ К}$ позволяет определить масштаб циркуляции тока. Глубина проникновения магнитного поля λ_0 равна 150 nm для Bi-2223 [14]. Используя формулу (10), находим $R \approx 5 \mu\text{м}$. Такой масштаб циркуляции соответствует размеру гранул в ab плоскости на микрофотографиях образца.

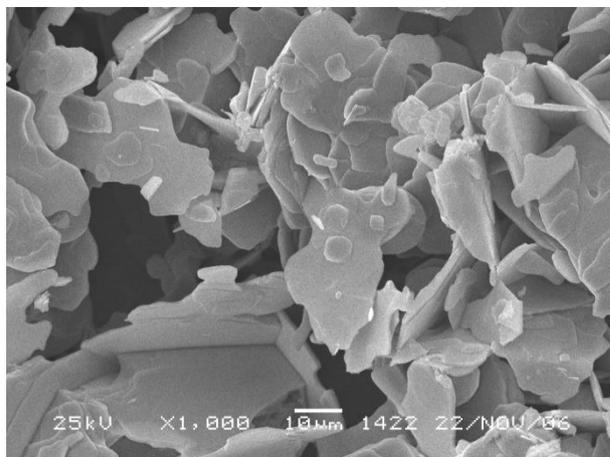


Рис. 4. Микрофотография пористого Bi-2223.

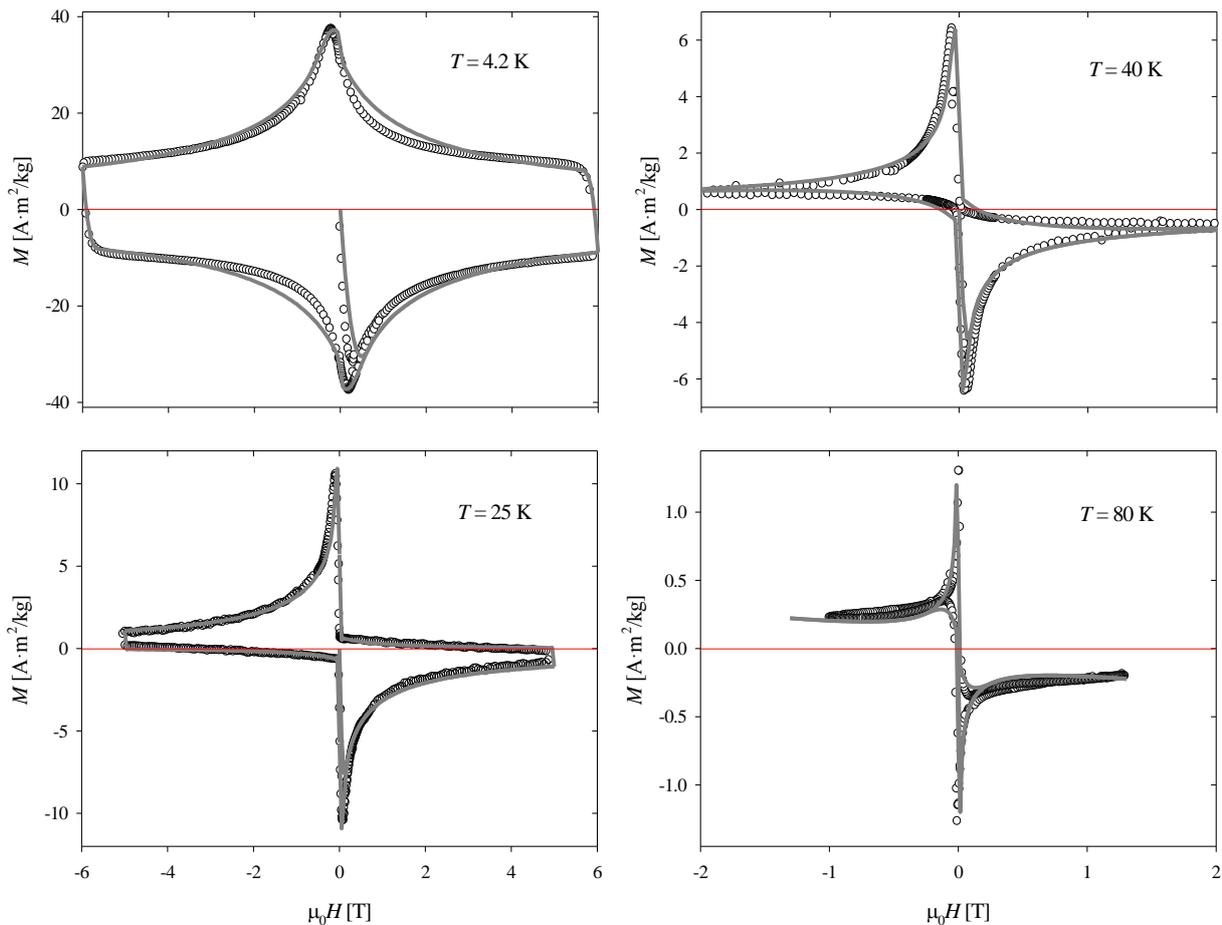


Рис. 5. Петли гистерезиса намагниченности пористого Bi-2223 в разных температурах. Прямая линия обозначает ось H . Точки – эксперимент, кривые – расчёт по модели.

Расчитанные по разработанной модели зависимости $M(H)$ также приведены на рис. 5 (сплошные линии). Хорошее согласие между экспериментальными петлями и расчитанными кривыми достигнуто для всех температур от 4.2 до 80 К. Значения l_{s0} растут от $0.02R$ при 4.2 К до $0.2R$ при 80 К. На рис. 6 приведены зависимости плотности макроскопического внутригранульного критического тока от магнитного поля. Символами показаны значения, определенные из петель гистерезиса намагниченности по формуле (9), кривые вычислены по формуле (6) с параметрами, использованными при расчёте петель. Максимальное значение $J_{c0} = 18 \cdot 10^{10}$ А/м² составляет около 10 % от плотности тока распаривания для Bi-2223. Полевые зависимости силы пиннинга $F_p(H) = \mu_0 H \cdot J_c(H)$ имеют максимум при $H \approx 0.13 H_{ит}(T)$. Для этих зависимостей выполняется скейлинг, все зависимости могут быть описаны функцией (7) с параметрами $\alpha = 0.65$, $\beta = 3$.

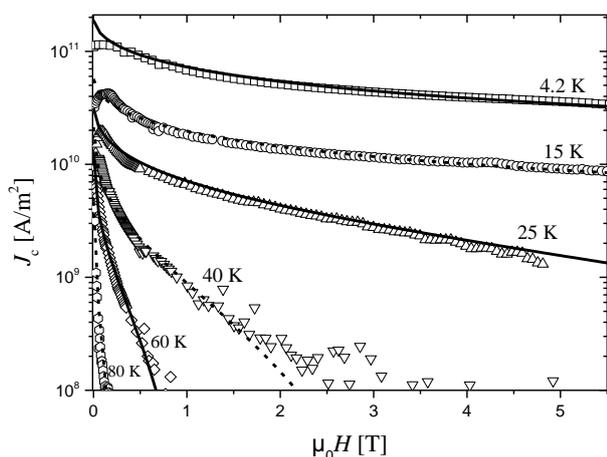


Рис. 6. Зависимости плотности критического тока от магнитного поля для пористого Bi-2223.

Значения локальной плотности критического тока j_{c0} в температурах 4.2÷80 К описываются функцией $j_{c0}(T) = j_{c0}(T=0) \exp(-T/T_0)$ при $j_{c0}(T=0) = 15.6 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$, $T_0 = 27.3 \text{ K}$. Параметр T_0 связан с энергией пиннинга. Такая температурная зависимость $j_{c0}(T)$ свидетельствует о коллективном закреплении вихревой решетки на слабых центрах пиннинга [15].

Пористый $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ демонстрирует значительный

диамагнитный сигнал. Величина $\Delta M \approx 70 \text{ A} \cdot \text{m}^2/\text{kg}$ (emu/g) при $T = 4.2 \text{ K}$ превышает значения ширины намагниченности других исследованных поликристаллических сверхпроводников. Предполагалось, что значительный диамагнитный отклик мог быть вызван увеличением плотности критического тока, вызванным пористой структурой. Однако проведенный анализ показал, что в пористом Bi-2223 размер гранул в ab -плоскости превышал размеры гранул других исследованных поликристаллов, что полностью объясняет наблюдавшиеся повышенные значения ΔM .

2. Исследовались образцы текстурированного сверхпроводника $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$, полученного из пористого материала $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$. Плотность полученного текстурированного материала $\approx 5.3 \text{ g/cm}^3$ (90 % от теоретической плотности Bi-2223). Пластинчатые гранулы в материале упорядочены. Размер гранул (ширина от 2 до 20 μm и толщина $\sim 1 \mu\text{m}$) несколько меньше, чем в пористом материале $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$.

На рис. 7 приведены петли гистерезиса намагниченности текстурированного образца при ориентации внешнего поля перпендикулярно плоскости текстурирования ($\mathbf{H} \parallel c$) и параллельно плоскости текстурирования ($\mathbf{H} \parallel ab$). Вид петель и их изменение с температурой похожи на магнитный гистерезис пористого Bi-2223. Асимметрия петель относительно оси H также увеличивается при росте температуры и магнитного поля. При $T = 40 \text{ K}$ $\mu_0 H_{\text{irr}} \approx 5\text{-}6 \text{ Tл}$ при $\mathbf{H} \parallel c$ и $\mu_0 H_{\text{irr}}$ превышает 6 Tл при $\mathbf{H} \parallel ab$. Значение циркуляционного радиуса определяли для разных ориентаций образца, используя формулу (10).

Оказалось, что асимметрия петель не зависит от ориентации образца, соответственно, $R \approx 3.5 \mu\text{m}$.

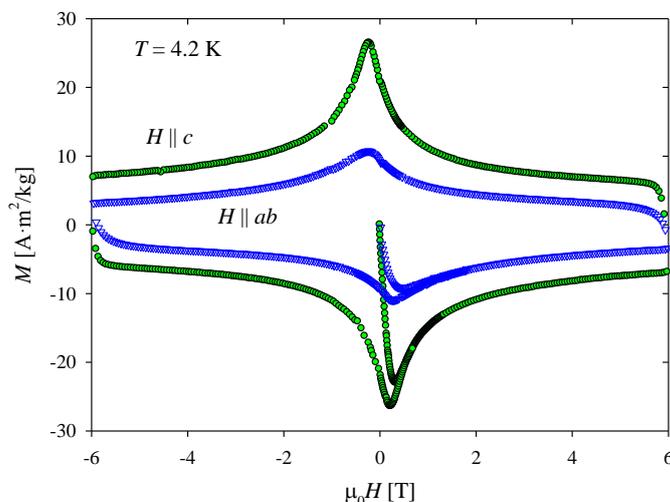


Рис. 7. Петли гистерезиса намагниченности текстурированного Bi-2223 при различной ориентации образца относительно внешнего магнитного поля.

Максимальный диамагнитный отклик $|M_p|$ при $\mathbf{H} \parallel c$ в 2.5 раза больше, чем при $\mathbf{H} \parallel ab$. Ширина намагниченности ΔM в полях $H \ll H_{\text{irr}}$ больше при $\mathbf{H} \parallel c$, чем при $\mathbf{H} \parallel ab$. Можно предположить, что наблюдаемое анизотропное поведение намагниченности вызвано разными значениями плотности критического тока вдоль оси c и в плоскости ab . Однако Bi-2223 является анизотропным сверхпроводником с коэффициентом анизотропии не меньшим, чем 150 [16]. Для такого анизотропного сверхпроводника намагниченность при $\mathbf{H} \parallel c$ и $\mathbf{H} \parallel ab$ должна отличаться на 2 порядка. Учёт различия размеров гранул при $\mathbf{H} \parallel c$ и $\mathbf{H} \parallel ab$ также не объясняет малую наблюдаемую анизотропию намагниченности.

Наблюдаемое малое значение анизотропии намагниченности объяснено неидеальным упорядочением гранул в текстурированном образце. Если определяющие намагниченность токи циркулируют преимущественно в ab -плоскостях гранул, то среднее отклонении гранул на 22° от плоскости текстурирования приводит к наблюдаемому значению 2.5 для коэффициента анизотропии.

3. Исследовались образцы полотна из нанонитей $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. Полотно имеет высокопористую структуру, похожую на структуру войлока (рис. 8). Плотность материала всего лишь 0.05 g/cm^3 (0.72 % теоретической плотности

Bi-2212). Средний диаметр нанонитей в материале около 320 нм. Критическая температура T_c равна 74 К.

Петли гистерезиса намагниченности нанонитей Bi-2212 обладают асимметрией относительно оси H , выраженной сильнее, чем у других исследованных поликристаллических сверхпроводников. Асимметрия петель увеличивается при росте температуры и магнитного поля. Значения поля необратимости значительно меньше, чем у образцов Bi-2223, при $T = 40$ К $\mu_0 H_{irr} \approx 0.05$ Тл. Сильная асимметрия петель и малые значения H_{irr} связаны с малым диаметром нанонитей в исследуемом материале.

Диаметр нанонитей Bi-2212 близок к значению глубины проникновения магнитного поля λ_0 . В наноструктурированных сверхпроводниках при уменьшении размера R до значений близких к λ_0 , одиночная гранула (нанонить) может содержать лишь несколько вихрей Абрикосова. При этом формула (10) дает лишь верхнюю границу для циркуляционного радиуса. Для петли при 5 К, оцениваем по (10), что размер R должен быть не более 1.7 μm . При расчётах по модели используем значения $R = 0.16$ μm , $l_{s0} = 0.024$ μm , соответствующие среднему радиусу нанонитей. Рассчитанные кривые хорошо описывают полученные петли при температурах 5÷30 К.

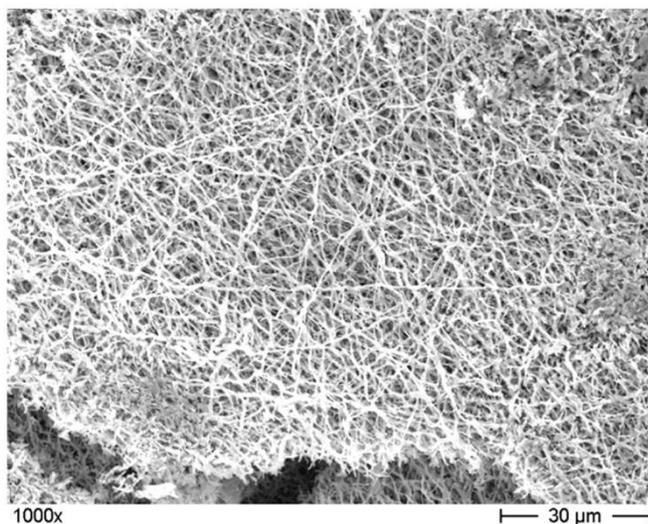


Рис. 8. Микрофотография полотна из нанонитей Bi-2212.

Проведено сравнение петель гистерезиса намагниченности полотна из нанонитей Bi-2212 и вискера Bi-2212. При $T = 10$ К значения ΔM полотна из нанонитей в ≈ 6 раз меньше, чем ΔM вискера. Ширина вискера в 6 раз больше среднего диаметра нанонитей. По-видимому, пористая структура полотна не влияет на магнитные свойства в сильных магнитных полях, и только различие циркуляционных масштабов определяет разный магнитный сигнал от полотна из нанонитей и вискера Bi-2212.

На рис. 9 приведены зависимости плотности макроскопического внутригранульного критического тока от магнитного поля. Символами

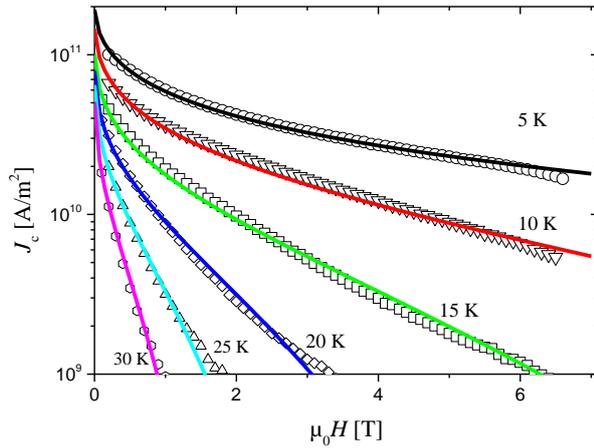


Рис. 9. Зависимости плотности критического тока от магнитного поля для нанонитей Bi-2212.

скейлинг, все зависимости $F_p(H)$ могут быть описаны функцией (7) с параметрами $\alpha = 0.63$, $\beta = 3$.

Значения j_{c0} в температурном диапазоне 10÷30 К описываются функцией $j_{c0}(T) = j_{c0}(T=0) \exp(-T/T_0)$ при $j_{c0}(T=0) = 35 \cdot 10^{10}$ А/м², $T_0 = 28.8$ К. Такая температурная зависимость $j_{c0}(T)$ свидетельствует о коллективном закреплении вихревой решетки на слабых центрах пиннинга [15].

Пятая глава посвящена исследованию магнитных свойств поликристаллических сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, $NdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, $EuBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Критическая температура образцов T_c равна 91-93 К.

Петли гистерезиса намагниченности образцов $EuBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, $NdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ выглядят наклоненными или повернутыми против часовой стрелки (рис. 10а). Этот наклон указывает на то, что измеренные зависимости являются суперпозицией намагниченности сверхпроводящей фазы $M_S(H)$ и вклада от парамагнитной фазы $M_P(H)$. В больших полях сигнал $M_P(H)$ присутствует, а сигнал $M_S(H)$ исчезает, так как сверхпроводящие токи подавляются. По-видимому, вклад $M_P(H)$ вызван избытком Nd или Eu. Зависимость $M_S(H)$ определялась вычитанием парамагнитного вклада, описываемого функцией Бриллюэна с параметрами для Nd^{3+} и Eu^{2+} , из экспериментальных петель намагниченности. Полученные петли гистерезиса $M_S(H)$ асимметричны относительно оси H . Наблюдаемая асимметрия позволяет

показаны значения, определенные из петель гистерезиса намагниченности по формуле (9), кривые вычислены по формуле (6) с параметрами, использованными при описании петель. Максимальное значение $J_{c0} = 30 \cdot 10^{10}$ А/м² составляет около 30 % от плотности тока распаривания для Bi-2212. Полевые зависимости силы пиннинга $F_p(H) = \mu_0 H \cdot J_c(H)$ имеют максимум при $H \approx 0.11 H_{irr}(T)$. Для этих зависимостей выполняется

определить масштаб циркуляции тока. Радиус циркуляции, определенный по формуле (10) с $\lambda_0 = 150$ nm для Y-123 [14], соответствует среднему размеру гранул на микрофотографиях образцов (от 0.8 до 1.9 μm). Оцененные максимальные значения плотности критического тока для всех образцов $J_{c0} \sim 10^{11}$ A/m² составляют около 5 % от плотности тока распаривания для YBa₂Cu₃O_{7- δ} .

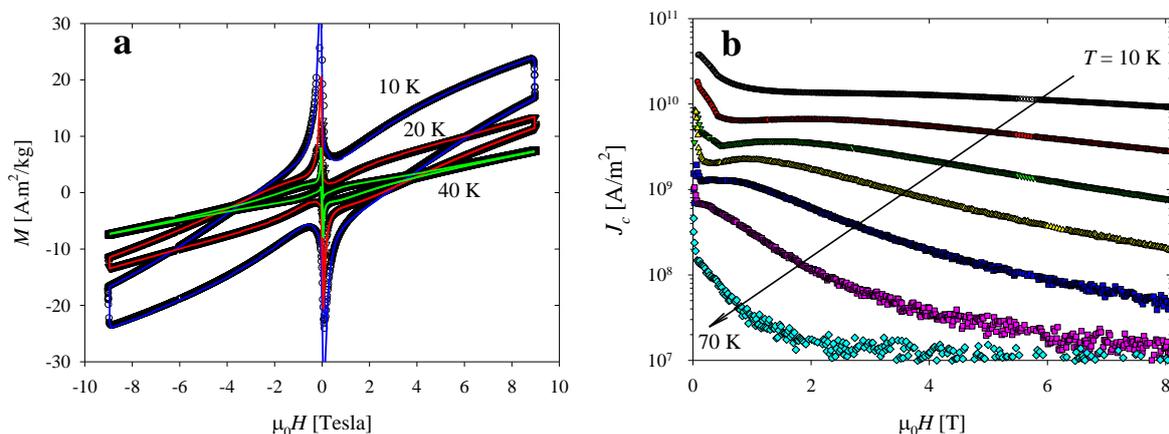


Рис. 10. Магнитный гистерезис (a) и плотность критического тока (b) NdBa₂Cu₃O_{7- δ} . Точки – эксперимент, кривые – расчёт по модели.

На петлях гистерезиса образцов возникает аномальное увеличение высоты петли ΔM , широкий вторичный пик (пик-эффект). Соответствующий пик возникает на зависимостях $J_c(H)$ (рис. 10b). С увеличением температуры положение максимума вторичного пика смещается в меньшие поля. Полевые зависимости силы пиннинга $F_p(H) = \mu_0 H \cdot J_c(H)$ имеют максимум при $H_{\text{peak}} = 0.2H_{\text{irr}}(T)$ для всех образцов, этот максимум соответствует положению вторичного пика на петлях намагниченности. Для этих зависимостей выполняется скейлинг. Пик-эффект на петлях и его поведение соответствуют увеличению критического тока при переходе решетки вихрей Абрикосова из упорядоченного в неупорядоченное состояние [11]. Все особенности петель гистерезиса намагниченности исследованных образцов были описаны с помощью разработанной модели (глава 2), учитывающей пик-эффект.

При $T = 50$ K пик-эффект имеет максимум в поле 1.6 Тл для NdBa₂Cu₃O_{7- δ} , в поле 2.3 Тл для EuBa₂Cu₃O_{7- δ} и в полях 4-9 Тл в зависимости от условий синтеза для исследованных образцов YBa₂Cu₃O_{7- δ} . На рис. 11 показана зависимость положения пика на зависимостях $F_p(H)$ от содержания Nd в образцах Y_{1-x}Nd_xBa₂Cu₃O_{7- δ} . Изменение x от 0.02 до 0.25 вызывает такой же

сдвиг значения H_{peak} , как уменьшение температуры на 10 К. При понижении температуры от 80 до 40 К, положение пика H_{peak} сдвигается от 1 до 10 Тл (для $\text{Y}_{0.89}\text{Nd}_{0.11}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$).

Таким образом, допирование редкоземельными элементами (RE) уменьшает характерные поля перехода из упорядоченной в разупорядоченную вихревую фазу в $\text{Y}_{1-x}\text{RE}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и позволяет сместить увеличение критического тока в желаемый интервал магнитных полей.

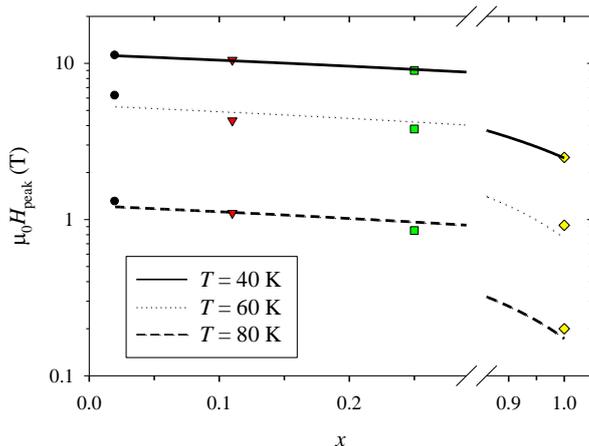


Рис. 11. Положение максимума пик-эффекта при различном содержании Nd в $\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Линии получены линейной аппроксимацией.

В шестой главе приведены результаты исследования намагниченности сверхпроводников с добавлением магнитных наночастиц. Исследовались поликристаллические сверхпроводники MgB_2 ($T_c = 39$ К) с наночастицами Со размером менее 20 нм и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($T_c = 93$ К) с наночастицами CuO размером 13 нм.

Энергия пиннинга вихрей Абрикосова на немагнитных дефектах быстро уменьшается при увеличении температуры. Магнитные дефекты сохраняют способность удерживать вихри Абрикосова при высоких температурах, но магнитные примеси, как правило, подавляют сверхпроводимость. Решением проблемы является поверхностное декорирование [17], размещение магнитных частиц на поверхности сверхпроводящего образца. В исследуемых поликристаллических материалах магнитные наночастицы внедрялись в межгранульное пространство, не проникая внутрь гранул.

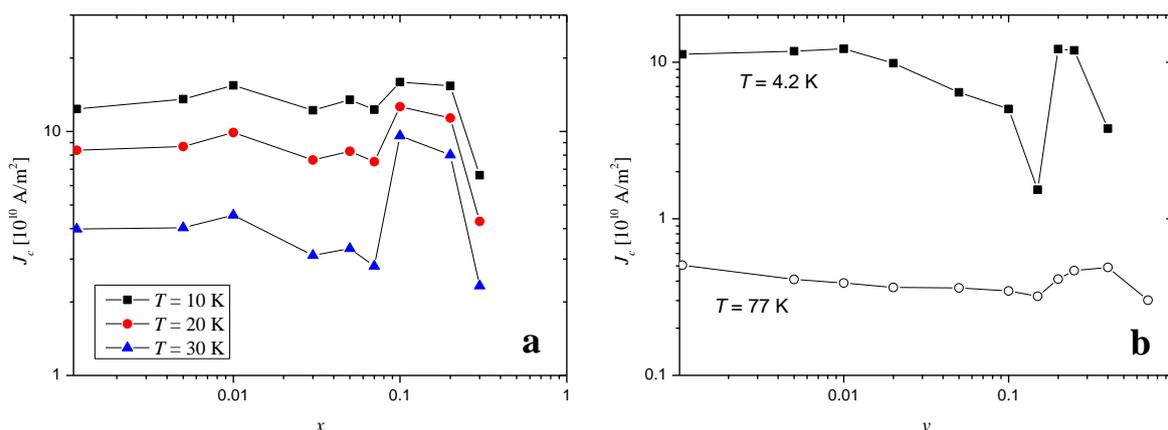


Рис. 12. Зависимость плотности критического тока от содержания магнитных наночастиц в MgB₂ + Co (a) и YBa₂Cu₃O_{7.8} + CuO (b).

Были проведены измерения и анализ петель гистерезиса намагниченности образцов с различным содержанием магнитных наночастиц. Значения радиуса циркуляции, определенные по формуле (10), соответствуют среднему размеру гранул на микрофотографиях образцов (0.7÷2.7 μm). На рис. 12 показано, как содержание магнитных наночастиц в образце влияет на плотность внутригранульного критического тока. В композите MgB₂ + Co с массовой долей наночастиц Co 10% наблюдается максимальное увеличение плотности внутригранульного критического тока по сравнению с реперным образцом MgB₂. В этом композите значение J_c увеличивается на 28% при $T = 10$ К и на 140% при $T = 30$ К. Также увеличение J_c на 25% при $T = 10$ К и на 13% при $T = 30$ К наблюдается в образце с массовой долей наночастиц Co 0.01%. Для композита YBa₂Cu₃O_{7.8} + CuO максимальное увеличение плотности внутригранульного критического тока происходит в образце с объёмной долей наночастиц CuO 1%. Для этого образца при $T = 4.2$ К значения J_c больше на 9%, чем в реперном образце. Также увеличение J_c на 8% наблюдается в образце с объёмной долей наночастиц CuO 20%.

Седьмая глава содержит результаты исследования намагниченности сверхпроводящего монокристалла V_{0.6}K_{0.4}BiO₃, в котором объёмная концентрация и размеры областей сверхпроводящей фазы определяются внешними условиями. Размеры исследуемого кристалла 1 x 1 x 0.8 мм³, критическая температура 31 К.

Сверхпроводник $\text{Ba}_x\text{K}_{1-x}\text{BiO}_3$ демонстрирует аномальные зависимости сопротивления и критического тока от магнитного поля и температуры. Например, в работе [18] наблюдалось восстановление резистивного состояния из сверхпроводящего при понижении температуры. Аномальное поведение удается интерпретировать на основе модели пространственно неоднородного состояния сверхпроводник-диэлектрик [19,20]. Система с пространственными фазовыми неоднородностями будет реагировать на внешнее магнитное поле и температуру, поскольку при подавлении сверхпроводящей щели области с диэлектрической фазой уменьшаются, подстраиваясь под новые условия самосогласованным образом [19,20].

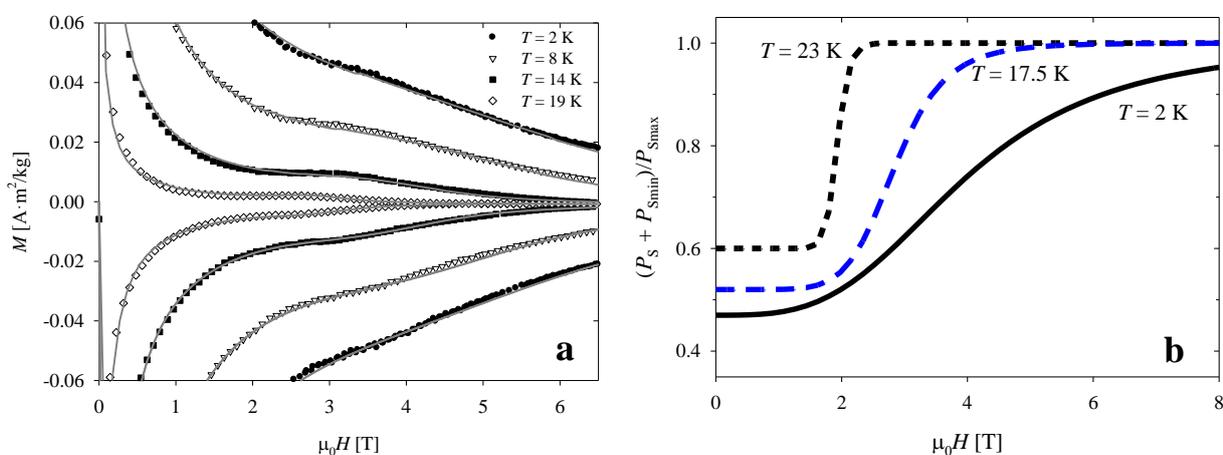


Рис. 13. Участки петель гистерезиса намагниченности с пик-эффектом (а) и изменение доли сверхпроводящей фазы (b) в $\text{V}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$.

На рис. 13а приведены участки петли гистерезиса намагниченности монокристалла $\text{V}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$, измеренные при температурах от 2 К до 25 К (символы). Анализ асимметрии петель позволил оценить размер областей циркуляции экранирующего сверхтока в образце. Используя известное из литературы значение $\lambda_0 = 300$ nm для ВКВО [21], находим с помощью формулы (10) значение $R \sim 8$ μm при $T = 2$ К. Такое значение R намного меньше размера исследуемого монокристалла, но согласуется с размерами сверхпроводящих областей, полученных в магнитооптических исследованиях фазового расслоения в $\text{Ba}_x\text{K}_{1-x}\text{BiO}_3$ [22].

На кривых намагничивания наблюдается аномальное увеличение ширины намагниченности ΔM , пик-эффект. Соответствующий пик возникает на зависимостях $J_c(H)$, определенных по формуле (9). С увеличением температуры

положение максимума вторичного пика смещается в меньшие поля. Полевые зависимости силы пиннинга $F_p(H)$ имеют максимум, соответствующий положению вторичного пика на петлях намагниченности. В отличие от пик-эффекта в $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, скейлинг для зависимостей $F_p(H)$ $В_{0.6}K_{0.4}ViO_3$ не выполняется, следовательно, пик-эффект не связан с переходом решетки вихрей Абрикосова из упорядоченного в неупорядоченное состояние.

Диапазон полей и температур, в которых наблюдается пик-эффект, соответствует условиям, при которых в $В_{0.6}K_{0.4}ViO_3$ реализуется фазовое расслоение на диэлектрические и сверхпроводящие области. Все особенности петель гистерезиса намагниченности $В_{0.6}K_{0.4}ViO_3$ были описаны (кривые на рис. 13а) с помощью разработанной модели (глава 2), учитывающей пик-эффект из-за увеличения доли сверхпроводящей фазы в образце при увеличении магнитного поля. Показанное на рис. 13б изменение доли сверхпроводящей фазы в $В_{0.6}K_{0.4}ViO_3$ при разных температурах описывалось функцией Больцмана.

В **заключении** сформулированы основные результаты и выводы, полученные в диссертационной работе.

Основные результаты и выводы

1. На основе модели критического состояния и расширенной модели критического состояния получено описание магнитного гистерезиса с произвольной асимметрией относительно оси H , характерного для неоднородных сверхпроводников. Введён новый параметр, отношение глубины равновесно намагниченного приповерхностного слоя к циркуляционному радиусу. Величина параметра определяет асимметрию петли гистерезиса намагниченности относительно оси H . Полученная модель позволила рассчитать петли гистерезиса намагниченности гранулярных сверхпроводников и сверхпроводящих кристаллов различных составов и определить значения характеристических параметров, таких как плотность критического тока, поле полного проникновения, поле необратимости, циркуляционный радиус.
2. Разработан метод определения циркуляционного радиуса R и соответствующих значений плотности критического тока J_c сверхпроводника из

измерений магнитного гистерезиса. Обнаружено, что значения J_c исследованных высокотемпературных сверхпроводников достигают от 5 до 30 % от максимально возможного значения плотности критического тока, определяемого теорией Гинзбурга-Ландау. Значения R , определенные по разработанной модели, для всех поликристаллических образцов совпадают со средним радиусом гранул (в случае сверхпроводников $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ со средним радиусом пластинчатых гранул в ab плоскости).

3. В рамках модели предложен способ описания аномального увеличения модуля намагниченности (пик-эффект) на полевых зависимостях намагниченности, как перехода между состояниями с различными значениями критического тока.

4. Применение разработанной модели показало, что магнитные свойства поликристаллических сверхпроводников $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ определяются циркуляцией токов в ab плоскостях гранул. Зависимости J_c от температуры соответствуют теории коллективного закрепления вихрей Абрикосова на слабых центрах пиннинга. Значительная пористость образцов не влияет на внутригранульную плотность критического тока в сверхпроводнике $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ с пористостью 62 % и в полотно из нанонитей $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ с пористостью 99.3 %. Различия в величине диамагнитного сигнала образцов вызваны различием среднего размера гранул в ab плоскости. Параметр анизотропии текстурированного $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$, определяемый из намагниченности при различной ориентации образца, равен 2.5, что намного меньше, чем анизотропия кристаллов Bi-2223. Причиной слабой наблюдаемой анизотропии является неидеальное упорядочение гранул в полученном текстурированном образце.

5. С помощью разработанной модели получено описание петель гистерезиса намагниченности поликристаллических сверхпроводников $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с частичным замещением Y на Nd. Температурные зависимости особенностей петель гистерезиса при аномальном увеличении модуля намагниченности (пик-эффект) согласуются с теорией Кошелева-Винокура, рассматривающей увеличение критического тока при переходе решетки вихрей Абрикосова из упорядоченного в неупорядоченное состояние. При увеличении содержания Nd, замещающего иттрий в

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, положение вторичного пика на петлях сдвигается в область меньших магнитных полей.

6. Использование разработанной модели позволило учесть различия в величине R образцов и провести сравнение плотности внутригранульного критического тока в поликристаллических сверхпроводниках MgB_2 с добавлением наночастиц Co (с размером менее 20 нм) и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с добавлением наночастиц CuO (с средним размером 13 нм). Максимальное увеличение плотности внутригранульного критического тока по сравнению с реперным образцом MgB_2 наблюдалось в композите $\text{MgB}_2 + \text{Co}$ с массовой долей наночастиц Co 10 %. В этом композите значение J_c увеличивается в 1.3 раза при $T = 10$ К и в 2.4 раза при $T = 30$ К. В композите $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} + \text{CuO}$ при $T = 4.2$ К максимальное увеличение J_c в 1.1 раза по сравнению с реперным образцом $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ наблюдалось при объемной доле наночастиц CuO 1% и 20 %.

7. Вычисления по разработанной модели позволили установить особенности намагничивания монокристалла $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$. При $T = 2$ К и нулевом магнитном поле объемная доля сверхпроводящей фазы в образце составляет лишь 10 %. Увеличение внешнего магнитного поля приводит к росту объемной доли сверхпроводящей фазы, что наблюдается как пик-эффект на петлях гистерезиса намагниченности. Циркуляционный радиус, определенный по расширенной модели критического состояния, согласуется с размером сверхпроводящих областей. Температурная и магнитополевая эволюция пик-эффекта объясняется в рамках подхода Горбацевича – Токатлы, рассматривающего электронное фазовое расслоение в сверхпроводнике $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

A1. Petrov M.I., Balaev D.A., Shaihtudinov K.A., Gokhfeld D.M., Popkov S.I., Satzuk S.A. Magnetic properties of a low-density Bi-based HTSC // Phys. Met. Metallogr. – 2006. – Vol. 101. – Suppl. 1. – P. S29-S32.

- A2. Gokhfeld D.M., Balaev D.A., Popkov S.I., Shaykhutdinov K.A., Petrov M.I. Magnetization loop and critical current of porous Bi-based HTS // *Physica C*. – 2006. – Vol. 434. – № 2. – P. 135-137.
- A3. Петров М.И., Балаев Д.А., Белозерова И.Л., Васильев А.Д., Гохфельд Д.М., Мартьянов О.М., Попков С.И., Шайхутдинов К.А. Получение методом одноосного прессования в жидкой среде и физические свойства висмутовой ВТСП керамики с высокой степенью текстуры // *Письма в ЖТФ*. – 2007. – Т. 33. – № 17. – С. 52-60.
- A4. Gokhfeld D.M., Balaev D.A., Popkov S.I., Shaykhutdinov K.A., Petrov M.I. Asymmetry of magnetization curves of textured BSCCO // *Physica C*. – 2010. – Vol. 470. – Suppl. 1. – P. S870-S872.
- A5. Gokhfeld D.M., Balaev D.A., Petrov M.I., Popkov S.I., Shaykhutdinov K.A., Val'kov V.V. Magnetization asymmetry of type-II superconductors in high magnetic fields // *Journ. Appl. Phys.* – 2011. – Vol. 109. – No. 3. – P. 033904 (6pp).
- A6. Altin S., Gokhfeld D.M. Magnetization loops and pinning force of Bi-2212 single crystal whiskers // *Physica C*. – 2011. – Vol. 471. – P. 217-221.
- A7. Gokhfeld D.M. Secondary peak on asymmetric magnetization loop of type-II superconductors // *J. Supercond. Novel Magn.* – 2013. – Vol. 26. – No. 2. – P. 281-283.
- A8. Altin E., Gokhfeld D.M., Komogortsev S.V., Altin S., Yakinci M.E. Hysteresis loops of $MgB_2 + Co$ composite tapes // *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* – 2013. – Vol. 24. – No. 4. – P. 1341-1347.
- A9. Yakinci Z.D., Gokhfeld D.M., Altin E., Kurt F., Altin S., Demirel S., Aksan M.A., Yakinci M.E. J_c enhancement and flux pinning of Se substituted YBCO compound // *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* – 2013. – Vol. 24. – No. 12. – P. 4790-4797.
- A10. Altin E., Gokhfeld D.M., Kurt F., Yakinci M.E. Physical, electrical, transport and magnetic properties of $Nd(Ba,Nd)_{2.1}Cu_3O_{7-\delta}$ system // *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* – 2013. – Vol. 24. – No. 12. – P. 5075-5084.
- A11. Балаев Д.А., Гохфельд Д.М., Попков С.И., Шайхутдинов К.А., Клинкова Л.А., Жерихина Л.Н., Цвохребов А.М. Увеличение ширины петли намагниченности в сверхпроводнике $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$. Возможное проявление фазового расслоения // *ЖЭТФ*. – 2014. – Т. 145. – № 1. – С. 120-127.

- A12. Altin E., Gokhfeld D.M., Demirel S., Oz E., Kurt F., Altin S., Yakinci M.E. Vortex pinning and magnetic peak effect in $\text{Eu}(\text{Eu},\text{Ba})_{2.125}\text{Cu}_3\text{O}_x$ // *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* – 2014. – Vol. 25. – No. 3. – P. 1466-1473.
- A13. Гохфельд Д.М. Расширенная модель критического состояния: асимметричные петли намагниченности и полевые зависимости критического тока сверхпроводников // *ФТТ.* – 2014. – Т. 56. – № 12. – С. 2298-2304.
- A14. Gokhfeld D.M. Critical current density and trapped field in HTS with asymmetric magnetization loops // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2016. – Vol. 695. – No. 1. – 012008 (5pp).
- A15. Gokhfeld D.M., Semenov S.V., Balaev D.A., Yakimov I.S., Dubrovskiy A.A., Terentyev K.Yu., Freydmann A.L., Krasikov A.A., Petrov M.I., Establishing of peak effect in YBCO by Nd substitution // *JMMM.* – 2017. – Vol. 440. – 127-128.
- A16. Gokhfeld D.M., Balaev D.A., Yakimov I.S., Petrov M.I., Semenov S.V., Tuning the peak effect in the $\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ compound // *Ceram. Int.* – 2017. – Vol. 43. – No. 13. – P. 9985-9991.
- A17. Koblischka M.R., Gokhfeld D.M., Chang C., Hauet T., Hartmann U., Pinning force scaling of electrospun Bi-2212 nanowire networks // *Solid State Commun.* – 2017. – Vol. 264. – P. 16-18.
- A18. Zeng XL, Karwoth T., Koblischka M.R., Hartmann U., Gokhfeld D.M., Chang C., Hauet T., Analysis of magnetization loops of electrospun nonwoven superconducting fabrics // *Phys. Rev. Materials* – 2017. – Vol. 1. – No. 4. – P. 044802 (8pp).
- A19. Gokhfeld D.M. Magnetization of polycrystalline high- T_c superconductors // *High-temperature superconductors: Occurrence, synthesis and applications.* – Ed. M. Miryala and M.R. Koblischka. – (New York: Nova Science). – 2018. – P. 181-194.
- A20. Gokhfeld D.M. Use of a sigmoid function to describe second peak in magnetization loops // *J. Supercond. Novel Magn.* – 2018. – Vol. 31. – No. 6. – P. 1785–1789.
- A21. Gokhfeld D.M. Analysis of superconductor magnetization hysteresis // *Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics* – 2018. – Vol. 11. – No. 2. – P. 219-221.
- A22. Lepeshev A.A., Patrin G.S., Yurkin G.Yu., Vasiliev A.D., Nemtsev I.V., Gokhfeld D.M., Balaev A.D., Demin V.G., Bachurina E.P., Karpov I.V., Ushakov

A.V., Fedorov L.Yu., Irtyugo L.A., Petrov M.I. Magnetic properties and critical current of superconducting nanocomposites $(1-x)\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} + x\text{CuO}$ // J. Supercond. Novel Magn. – 2018. – Vol. 31. – No. 12. – P. 3841–3845.

A23. Bykov A.A., Terent'ev K.Yu., Gokhfeld D.M., Savitskaya N.E., Popkov S.I., Petrov M.I. Superconductivity on interfaces of nonsuperconducting granules La_2CuO_4 and $\text{La}_{1.56}\text{Sr}_{0.44}\text{CuO}_4$ // J. Supercond. Novel Magn. – 2018. – V. 31. – No. 12. – P. 3867–3874.

A24. Гохфельд Д.М. Циркуляционный радиус и плотность критического тока в сверхпроводниках второго рода // Письма в ЖТФ. – 2019. – Т. 45. – № 2. – С. 3-5.

A25. Гохфельд Д.М. Анализ магнитных измерений // программа ЭВМ. Свидетельство о гос. рег. № 2018618200 от 10.06.2018.

Список цитированной литературы

1. Bean C.P. Magnetization of hard superconductors // Phys. Rev. Lett. – 1962. – Vol. 8. – No. 6. – P. 250-253.
2. Chen D.X., Cross R.W., Sanchez A. Effects of critical current density, equilibrium magnetization and surface barrier on magnetization of high temperature superconductors // Cryogenics. – 1993. – Vol. 33. – No. 7. – P. 695-703.
3. Forsthuber M., Hilscher G. Field and geometry dependence of the ac loss in the critical-state model of type-II superconductors // Phys. Rev. B. – 1992. – Vol. 45. – No. 14. – P. 7996-8006.
4. Вальков В.В., Хрусталеv Б.П. Намагничивание гранулированных ВТСП в сильных магнитных полях // ЖЭТФ. – 1995. – Т. 107. – № 4. – С. 1221-1231.
5. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. Электродинамика неоднородных сверхпроводников 2 рода // ЖЭТФ. – 1974. – Т. 65. – № 4. – С. 1704-1714.
6. Burlachkov L. Magnetic relaxation over the Bean-Livingston surface barrier // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 47. – No. 13. – P. 8056-8064.
7. Dew-Hughes D. Flux pinning mechanisms in type II superconductors // Philos. Mag. – 1974. – Vol. 30. – No. 2. – P. 293-305.
8. Sandu V. Pinning-force scaling and its limitation in intermediate and high temperature superconductors // Mod. Phys. Lett. B. – 2012. – Vol. 26. – No. 14. – P. 1230007 (18pp).

9. Johansen T.H., Koblishka M.R., Bratsberg H., Hetland P.O. Critical-state model with a secondary high-field peak in $J_c(B)$ // *Phys. Rev. B.* – 1997. – Vol. 56. – No. 17. – P. 11273-11278.
10. Деревянко В.В., Сухарева Т.В., Финкель В.А. Фазовые переходы и эволюция вихревой структуры в двухуровневом высокотемпературном гранулярном сверхпроводнике $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ под действием температуры и магнитного поля // *ФТТ.* – 2017. – Т. 59. – № 8. – С. 1470-1478.
11. Koshelev A.E., Vinokur V. Pinning-induced transition to disordered vortex phase in layered superconductors // *Phys. Rev. B.* – 1998. – Vol. 57. – No. 13. – P. 8026-8033.
12. Hao Z., Clem J.R. Limitations of the London model for the reversible magnetization of type-II superconductors // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – Vol. 67. – No. 17. – P. 2371-2374.
13. Балаев А.Д., Бояршинов Ю.В., Карпенко М.М., Хрусталеv Б.П. Автоматизированный вибрационный магнетометр со сверхпроводящим соленоидом // *ПТЭ.* – 1985. – Т. 3. – С. 167-168.
14. Larbalestier D., Gurevich A., Feldmann D.M., Polyanskii A. High- T_c superconducting materials for electric power applications // *Nature.* – 2001. – Vol. 414. – P. 368–377.
15. Blatter G., Feigel'man M.V., Geschkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M. Vortices in high-temperature superconductors // *Rev. Mod. Phys.* – 1994. – Vol. 66. – No. 4. – P. 1125-1388.
16. Kharissova O.V., Kopnin E.M., Maltsev V.V., Leonyuk N.I., Leon-Rossano L.M., Pinus I.Yu., Kharisov B.I. Recent advances on bismuth-based 2223 and 2212 superconductors: Synthesis, chemical properties, and principal applications // *Crit. Rev. Solid State.* – 2014. – Vol. 39. – No. 4. – P. 253-276.
17. Aytug T., Paranthaman M., Leonard K.J., Kim K., Ijaduola A.O., Zhang Y., Tuncer E., Thompson J.R., Christen D.K. Enhanced flux pinning and critical currents in $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ films by nanoparticle surface decoration: Extension to coated conductor templates // *J. Appl. Phys.* – 2008. – Vol. 104. – No. 4. – P. 043906 (6pp).
18. Аншукова Н.В., Гинодман В.Б., Головашкин А.И., Жерихина Л.Н., Иванова Л.И., Русаков А.П., Цховребов А.М. Аномалии температурных зависимостей сопротивления, критического тока и критического магнитного поля в $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ // *ЖЭТФ.* – 1990. – Т. 97. – № 5. – С. 1635-1643.

19. Горбачевич А.А., Токатлы И.В. Фазовое расслоение в коррелированных системах с ближним порядком // Письма в ЖЭТФ. – 1994. – Т. 59. – № 3. – С. 193-197.
20. Menushenkov A.P., Klementev K.V., Kuznetsov A.V., Kagan M.Yu. Superconductivity in $Ba_{1-x}K_xBiO_3$: Possible scenario of spatially separated fermi-bose mixture // ЖЭТФ. – 2001. – Т. 120. – № 3. – С. 700-711.
21. Barilo S.N., Shiryayev S.V., Gatalskaya V.I., Lynn J.W., Baran M., Szymczak H., Szymczak R., Dew-Hughes D. Scaling of magnetization and some basic parameters of $Ba_{1-x}K_xBiO_{3+y}$ superconductors near T_c // Phys. Rev. B. – 1998. – Vol. 58. – No. 18. – P. 12355-12367.
22. Golovashkin A.I., Tskhovrebov A.M., Zherikhina L.N., Uspenskaya L.S., Norton M. Visualization of space inhomogeneous superconductor-insulator state in high- T_c system $Ba_{0,6}K_{0,4}BiO_3$ by magneto optic method // J. Phys. Conf. Ser. – 2009. – Vol. 150. – No. 4. – 042043 (4pp).

Отпечатано в типографии Института физики им. Л.В. Киренского
Сибирского отделения Российской академии наук – обособленного
подразделения ФИЦ КНЦ СО РАН, Тираж 100 экз. Заказ №14

Объем 2 печ. л. Формат 60×84/16.

660036, Красноярский край,
г. Красноярск, ул.Академгородок, 50, стр. 38