

«ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ИМ. Л. В. КИРЕНСКОГО  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК» –  
ОБОСОБЛЕННОЕ ПОДРАЗДЕЛЕНИЕ ФИЦ КНЦ СО РАН  
(ИФ СО РАН)

*На правах рукописи*



**Гохфельд Денис Михайлович**

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

01.04.07 – физика конденсированного состояния

**Диссертация на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук**

Научный консультант:

доктор физико-математических наук

Балаев Дмитрий Александрович

**Красноярск - 2019**

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ.....</b>	<b>7</b>
<b>ГЛАВА 1. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НЕОДНОРОДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ (ОБЗОР).....</b>	<b>17</b>
<b>1.1. Исследования магнитных свойств сверхпроводников.....</b>	<b>17</b>
<i>1.1.1. 1910-1930е годы.....</i>	<i>17</i>
<i>1.1.2. 1940-1970е годы.....</i>	<i>19</i>
<i>1.1.3. 1980-2000е годы.....</i>	<i>22</i>
<b>1.2. Намагниченность сверхпроводников.....</b>	<b>23</b>
<i>1.2.1. Сверхпроводники в магнитном поле .....</i>	<i>23</i>
<i>1.2.2. Магнитный гистерезис. Модель критического состояния.....</i>	<i>27</i>
<i>1.2.3. Равновесная намагниченность. Расширенная модель критического состояния .....</i>	<i>29</i>
<b>1.3. Плотность критического тока сверхпроводников .....</b>	<b>31</b>
<i>1.3.1. Ток распаривания и критический ток в сверхпроводниках 1 и 2 рода .....</i>	<i>31</i>
<i>1.3.2. Полевая зависимость плотности критического тока.....</i>	<i>34</i>
<i>1.3.3. Пик-эффект .....</i>	<i>36</i>
<i>1.3.4. Поликристаллические сверхпроводники .....</i>	<i>38</i>
<i>1.3.5. Сверхпроводники для сильноточковых устройств .....</i>	<i>40</i>
<b>1.4. Постановка цели и задач исследования.....</b>	<b>42</b>
<b>ГЛАВА 2. МОДЕЛЬ ДЛЯ МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА НЕОДНОРОДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ.....</b>	<b>43</b>
<b>2.1. Модель .....</b>	<b>44</b>
<i>2.1.1. Намагничивание цилиндрического сверхпроводника в расширенной модели критического состояния .....</i>	<i>44</i>

2.1.2. Зависимости плотности критического тока от магнитного поля .....	49
2.1.3. Поле полного проникновения и поле в центре образца .....	50
2.1.4. Влияние приповерхностной области на плотность критического тока и плотность силы пиннинга .....	51
2.1.5. Пик-эффект .....	54
<b>2.2. Применение модели к анализу петель гистерезиса намагниченности .....</b>	<b>60</b>
2.2.1. Поликристаллические сверхпроводники .....	60
2.2.2. Определение циркуляционного радиуса .....	62
2.2.3. Протокол .....	63
<b>2.3. Основные результаты .....</b>	<b>65</b>
<b>ГЛАВА 3. ПРИГОТОВЛЕНИЕ И ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ОБРАЗЦОВ.....</b>	<b>66</b>
<b>3.1. Синтез .....</b>	<b>68</b>
3.1.1. Пористые и текстурированные сверхпроводники на основе $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ .....	68
3.1.2. Полотно из нанонитей и вискеры $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ .....	69
3.1.3. Поликристаллические образцы со структурой Y-123 .....	69
3.1.4. Композиты на основе $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .....	70
3.1.5. Композитные ленты на основе $MgB_2$ .....	71
3.1.6. Монокристалл $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ .....	71
<b>3.2. Характеризация образцов .....</b>	<b>72</b>
3.2.1. Исследования состава и структуры образцов .....	72
3.2.2. Измерения магнитных характеристик .....	72
<b>3.3. Основные результаты .....</b>	<b>74</b>

<b>ГЛАВА 4. ВНУТРИГРАНУЛЬНЫЕ ТОКИ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ <math>\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}</math> И <math>\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8</math> С МОДИФИЦИРОВАННОЙ МИКРОСТРУКТУРОЙ .....</b>	<b>75</b>
<b>4.1. Пористый <math>(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}</math> .....</b>	<b>76</b>
4.1.1. Характеризация.....	76
4.1.2. Сравнение магнитных свойств пористого и плотного $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ .....	78
4.1.3. Петли гистерезиса намагниченности и плотность критического тока пористого $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ .....	81
<b>4.2. Текстурированный <math>(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}</math>.....</b>	<b>87</b>
4.2.1. Характеризация.....	87
4.2.2. Петли гистерезиса намагниченности и плотность критического тока $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ при $H \parallel c$ .....	89
4.2.3. Анизотропия намагниченности текстурированного $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ .....	93
<b>4.3. Полотно из нанонитей <math>\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8</math> .....</b>	<b>100</b>
4.3.1. Характеризация.....	100
4.3.2. Петли гистерезиса намагниченности и плотность критического тока полотна из нанонитей $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ .....	102
4.3.3. Сравнение магнитных свойств полотна из нанонитей и вискера $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ .....	108
<b>4.4. Основные результаты.....</b>	<b>111</b>
<b>ГЛАВА 5. ПИК-ЭФФЕКТ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ <math>\text{Y}(\text{RE})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}</math> .....</b>	<b>113</b>
<b>5.1. Влияние температуры отжига на магнитные свойства поликристаллического <math>\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}</math> .....</b>	<b>114</b>

5.1.1. Характеризация.....	114
5.1.2. Петли гистерезиса намагниченности .....	117
5.1.3. Анализ .....	118
<b>5.2. Пик-эффект в <math>\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}</math> и <math>\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}</math> .....</b>	<b>122</b>
5.2.1. Характеризация.....	122
5.2.2. Петли гистерезиса намагниченности .....	125
5.2.3. Плотность критического тока и сила пиннинга .....	129
<b>5.3. Пик-эффект в <math>\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}</math>.....</b>	<b>131</b>
5.3.1. Характеризация.....	131
5.3.2. Петли гистерезиса намагниченности .....	135
5.3.3. Плотность критического тока и сила пиннинга .....	137
5.3.4. Управление пик эффектом в $\text{Y}(\text{Nd})\text{-123}$ .....	139
<b>5.4. Основные результаты.....</b>	<b>140</b>
<b>ГЛАВА 6. УВЕЛИЧЕНИЕ ПЛОТНОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ПРИ</b>	
<b>ВНЕДРЕНИИ НАНОЧАСТИЦ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ</b>	
<b>СВЕРХПРОВОДНИКИ.....</b>	
<b>6.1. <math>\text{MgB}_2</math> с наночастицами <math>\text{Co}</math> .....</b>	<b>143</b>
6.1.1. Характеризация.....	143
6.1.2. Петли гистерезиса намагниченности .....	146
6.1.3. Анализ .....	149
<b>6.2. <math>\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}</math> с наночастицами <math>\text{CuO}</math>.....</b>	<b>152</b>
6.2.1. Характеризация.....	152
6.2.2. Петли гистерезиса намагниченности .....	154
6.2.3. Плотность критического тока .....	155
<b>6.3. Основные результаты.....</b>	<b>159</b>

<b>ГЛАВА 7. ПИК-ЭФФЕКТ В <math>Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3</math></b> .....	<b>161</b>
<b>7.1. Пик-эффект в <math>Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3</math></b> .....	<b>162</b>
7.1.1. <i>Характеризация</i> .....	162
7.1.2. <i>Петли гистерезиса намагниченности</i> .....	162
7.1.3. <i>Анализ</i> .....	165
<b>7.2. Основные результаты</b> .....	<b>171</b>
<b>ПРИЛОЖЕНИЕ</b> .....	<b>173</b>
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> .....	<b>178</b>
<b>СПИСОК СИМВОЛОВ И СОКРАЩЕНИЙ</b> .....	<b>181</b>
<b>СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ</b> .....	<b>183</b>
<b>СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ</b> .....	<b>187</b>

## **ВВЕДЕНИЕ**

### **Общая характеристика работы**

Диссертационная работа посвящена исследованию магнитных свойств сверхпроводников с различными микроструктурными неоднородностями. Неоднородные сверхпроводники – это материалы, в которых сосуществуют сверхпроводящие и несверхпроводящие области или области с различным магнитным упорядочением, с разными значениями сверхпроводящей энергетической щели, критической температуры, длины когерентности и т.п. Наиболее представленным в исследованиях типом неоднородных сверхпроводников являются поликристаллические сверхпроводники. Множество поисковых исследований сверхпроводящих материалов проводится именно на поликристаллических образцах.

Величина критического тока неоднородных сверхпроводников в значительной мере определяется микроструктурными неоднородностями материала. Межгранульные границы являются основным ограничивающим фактором для критического тока поликристаллических сверхпроводников. В сильных магнитных полях циркуляция сверхтока через межгранульные границы полностью подавляется. Петли гистерезиса намагниченности, измеренные в сильных магнитных полях, превышающих критическое поле межгранульных границ, несут информацию о внутригранульном критическом токе.

В работе представлена развитая автором модель для асимметричных петель гистерезиса намагниченности сверхпроводников, приведены измерения и результаты проведенного анализа изотерм намагниченности различных сверхпроводников с модификациями микроструктуры.

## **Актуальность темы исследования**

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 неоднородностей, созданных при синтезе целенаправленно или случайно. 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. Технологии синтеза сверхпроводящих кристаллов и изготовления сверхпроводящих проводов, отработанные до близкого к совершенству состояния, базируются на огромном числе работ, проведенных на поликристаллических материалах.

Прогресс в повышении критической температуры сверхпроводников сопровождается развитием криогенной техники. В результате уже в настоящее время возможно обеспечивать экономичное функционирование сверхпроводящих устройств, созданных на основе уже открытых сверхпроводников.

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/м<sup>2</sup>, что лишь на порядок меньше максимальных значений плотности тока сверхпроводников (плотность тока распаривания), определяемых теорией Гинзбурга-Ландау. 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 и шириной намагниченности петли гистерезиса сверхпроводника. Такая пропорциональность следует из модели критического состояния, предложенной Чарльзом Бином в 60-е годы. Применимость модели критического состояния достаточно обоснована для однородных сверхпроводников второго рода с сильным пиннингом. Однако для неоднородных сверхпроводников пропорциональность между плотностью критического тока и шириной намагниченности петли гистерезиса не достоверна. При сравнении параметров различных исследуемых сверхпроводников необходима корректная интерпретация результатов измерений и учет особенностей микроструктуры сравниваемых материалов. При определении плотности критического тока с помощью магнитных методов особенно важно учитывать масштаб циркуляции токов в неоднородных сверхпроводящих образцах.

Среди возможных модификаций микроструктуры сверхпроводников основное внимание исследователей направлено на создание дефектов и неоднородностей для увеличения пиннинга и плотности критического тока в требуемом диапазоне внешних магнитных полей и температур. Также важен поиск материалов, обладающих требуемыми значениями критического тока, магнитосопротивления и других характеристик в выделенном интервале температур и магнитных полей или особыми свойствами. Модификации

микроструктуры могут быть направлены на улучшение функциональных свойств материалов в низких температурах.

### **Цель и задачи диссертационной 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 поставленной цели предлагалось решить следующие задачи:

1. Развить модель намагниченности 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 Bi-2223 и Bi-2212 и текстурированный материал, полученный из высокопористого Bi-2223. Определить влияние пористости на магнитные свойства исследуемых сверхпроводников.
5. Исследовать поликристаллические сверхпроводники  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ,  $NdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ,  $EuBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и  $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . Определить влияние замещения Y на Nd в  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  на пик-эффект.
6. Исследовать возможность увеличения внутригранульного критического тока при внедрении магнитных наночастиц в межгранульное пространство поликристаллических сверхпроводников  $MgB_2$  и  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .
7. Исследовать влияние сосуществования сверхпроводящей и диэлектрической фаз в монокристаллическом  $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$  на намагниченность и пик-эффект в этом материале.

## Научная новизна

- 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  $H$ .
- Разработан оригинальный метод для оценки циркуляционного радиуса неоднородных сверхпроводников. Применение метода рекомендуется для анализа магнитных свойств различных сверхпроводников и определения и плотности критического тока.
- 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 температурная зависимость критического тока образцов соответствует теории коллективного закрепления вихрей Абрикосова на слабых центрах пиннинга.
- Петли гистерезиса намагниченности с аномальным увеличением модуля намагниченности (пик-эффект) поликристаллических сверхпроводников  $\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и монокристаллического сверхпроводника  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  впервые были рассчитаны с использованием функции Больцмана, описывающей изменение состояния двухуровневой системы.
- Впервые исследовано влияние замещения Y на Nd на особенности петли гистерезиса и пик-эффект в сверхпроводнике  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Обнаружено, что увеличение содержания Nd в  $\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  приводит к уменьшению магнитного поля, при котором происходит пик-эффект.

- 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 значимость**

- 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/м<sup>2</sup> при температуре 4.2 К, а для образцов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$   $19 \cdot 10^{10}$  А/м<sup>2</sup> при температуре 5 К. Полученные значения плотности критического тока в разных температурах 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 намагниченности зависит от содержания редкоземельного элемента, замещающего иттрий в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Пик-эффект в RE-123 описан с помощью функциональной зависимости для критического тока при переходе вихревой решетки из упорядоченного в неупорядоченное состояние. Плотность внутригранульного критического тока этих материалов (около  $10^{11}$  А/м<sup>2</sup>) при температуре ниже 10 К составляет около 5 % от плотности тока распаривания.

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/м<sup>2</sup> 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/м<sup>2</sup> 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  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ .

### **Личный вклад автора**

Все результаты, представленные в диссертации, получены автором, либо при его непосредственном участии. Автор ставил задачи, проводил анализ экспериментальных данных, выполнял численные расчеты, предлагал физическую интерпретацию полученных результатов и участвовал в обсуждении результатов. Разработка модели для описания петель гистерезиса намагниченности неоднородных сверхпроводников выполнена автором при сотрудничестве с д.ф.-м.н. В.В. Вальковым. Программное обеспечение для обработки экспериментальных данных и метод оценки циркуляционного радиуса созданы автором.

### **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.

Основные результаты диссертационной работы представлялись и обсуждались на следующих конференциях, симпозиумах, совещаниях:

- 1-ой, 2-ой, 4-ой международной конференции «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.);

- 8-ой и 9-ой международной конференции «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.);
- 14-ом симпозиуме «Нанозфизика и нанозлектроника» (Нижний Новгород, 2010 г.);
- 5-ой Байкальской конференции «Магнитные материалы. Новые технологии» (Иркутск, 2012 г.);
- 9th International workshop on processing and applications of superconducting (RE)BCO large grain materials (Льеж, Бельгия, 2015 г.);
- 6-ом 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.);
- 20-ом Всероссийском семинаре «Моделирование неравновесных систем» (Красноярск, 2017 г.);

По теме диссертации опубликовано 23 статьи в рецензируемых журналах, 1 монография и 22 тезисов докладов. Зарегистрирована 1 программа для ЭВМ.

### **Структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, семи глав, приложения, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем составляет 229 страниц, включая 87 рисунков и 17 таблиц. Список цитированной литературы состоит из 397 наименований.



# ГЛАВА 1. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НЕОДНОРОДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ (ОБЗОР)

*Нельзя объять необъятное.*

*К. Прутков*

В первом разделе данной главы сделан краткий обзор исследований магнитных свойств сверхпроводящих материалов. Рассматриваются три исторических этапа, охватывающих весь период от открытия сверхпроводников до двухтысячных годов.

Во втором разделе изложены сведения о намагничивании сверхпроводников и описаны модели, используемые для анализа магнитного гистерезиса сверхпроводников.

Третий раздел посвящен исследованиям критического тока сверхпроводников. Описаны процессы, определяющие величину плотности критического тока. Перечислены используемые функциональные зависимости плотности критического тока от магнитного поля. Описаны методы увеличения плотности критического тока  $J_c$  в сверхпроводниках. Представлены предлагаемые области применения сверхпроводников с высокими значениями  $J_c$ .

Основное внимание в обзоре уделено работам по исследованию квазистационарных магнитных свойств сверхпроводников.

## **1.1. Исследования магнитных свойств сверхпроводников**

### *1.1.1. 1910-1930е годы*

В 1911 году Г. Камерлинг-Оннес обнаружил исчезновение сопротивления ртутной проволоки при охлаждении ниже 4.2 К [1]. Состояние с нулевым сопротивлением было названо сверхпроводимостью. В следующую декаду сверхпроводящее состояние было найдено во многих

чистых металлах и их сплавах [2,3]. Из исследованных материалов самой высокой критической температурой перехода в сверхпроводящее состояние обладал ниобий с  $T_c = 9.2$  К.

Дальнейшие исследования, проведенные под руководством Камерлинг-Оннеса в Лейденской лаборатории, установили, что сверхпроводимость разрушается не только температурой, но и внешним магнитным полем. Критическое поле  $H_c$  (минимальное значение внешнего магнитного поля, при котором сверхпроводимость полностью подавлена) убывает с ростом температуры.

В 1933 году В. Мейснер и Р. Оксенфельд обнаружили, что сверхпроводники выталкивают магнитное поле из своего объема [4] независимо от предыстории нагревания.

Л.В. Шубников с сотрудниками [5] в 1935-37 годах исследовали магнитные свойства сверхпроводящих сплавов и установили отличие их магнитных свойств от остальных известных сверхпроводников. Было обнаружено наличие у сверхпроводящих сплавов первого  $H_{c1}$  и второго  $H_{c2}$  критических полей (также используются термины нижнее и верхнее критическое поле), причем  $H_{c2} \gg H_{c1}$ . При  $H < H_{c1}$  имеет место эффект Мейснера, поле не проникает в сверхпроводящий образец, как и в ранее известных сверхпроводниках. В интервале полей от  $H_{c1}$  до  $H_{c2}$  поле постепенно проникает внутрь образца, но сопротивление образца остается равным нулю вплоть до  $H_{c2}$ . В поле большем или равном  $H_{c2}$  сверхпроводимость разрушается, и образец переходит в нормальное состояние.

В 1935 году Ф. Лондон и Х. Лондон предложили два уравнения [6], описывающие эффект Мейснера. Первое уравнение Лондонов связывает изменение плотности тока  $j$  и напряженность электрического поля  $E$ :

$$\frac{dj}{dt} = \frac{n_s e^2}{m} E .$$

Второе уравнение Лондонов связывает циркуляцию тока и напряженность магнитного поля:

$$\operatorname{rot} \mathbf{j} = -\frac{n_s e^2}{m} \mathbf{B}.$$

В этих уравнениях  $n_s$  – это плотность сверхпроводящих электронов,  $m$  и  $e$  – это масса и заряд электрона. Из уравнений Лондонов следует, что поле уменьшается вглубь от поверхности массивного сверхпроводника по закону  $B(x) = \mu_0 H \exp(-x/\lambda)$ , где  $x$  – это расстояние от поверхности,  $\lambda = \sqrt{m/\mu_0 n_s e^2}$  – это глубина проникновения магнитного поля.

### *1.1.2. 1940-1970е годы*

В этот период была обнаружена сверхпроводимость с критической температурой вблизи 20 К в различных соединениях металлов [3,7] ( $\text{NbN}$  с  $T_c = 16$  К,  $\text{V}_3\text{Si}$  с  $T_c = 17.5$  К,  $\text{V}_3\text{Ga}$  с  $T_c = 14.2$  К,  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  с  $T_c = 18.3$  К,  $\text{Nb}_3\text{Si}$  с  $T_c = 19$  К,  $\text{Nb}_3\text{Ge}$  с  $T_c = 23.2$  К). Фазы  $\text{Nb}_3\text{Si}$  и  $\text{Nb}_3\text{Ge}$  не стабильны и эти материалы не технологичны в достаточной степени для практических применений. В 1962 году был получен сплав ниобий-титан с  $T_c = 10$  К [8]. Благодаря своей технологичности и относительной дешевизне, не смотря на невысокое значение  $T_c$ , этот сплав стал основной “рабочей лошадкой” при практическом использовании сверхпроводников.  $\text{NbTi}$  сохраняет сверхпроводимость в магнитных полях до 15 Тл. Технология получения сплава  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  сложнее и дороже, но он обладает более высокой  $T_c$  и способен сохранять сверхпроводимость в магнитных полях до 30 Тл. Значение верхнего критического поля таких сплавов Nb в значительной мере определяется сформированной микроструктурой и может быть увеличено внесением примесей и созданием композитных материалов [9,10]. Необходимо отметить, что на сегодняшний день использование  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  превысило использование ниобий-титана.

В 1975 году была обнаружена сверхпроводимость в сложном оксиде  $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$  с  $T_c = 13$  К [11]. Но следующие 10 лет керамики не привлекали особого внимания исследователей.

В 1950 году В.Л. Гинзбург и Л.Д. Ландау предложили феноменологическую теорию сверхпроводимости [12], основанную на теории фазовых переходов II рода и учитывающую квантовую природу. Уравнения Гинзбурга-Ландау можно записать в следующем виде:

$$\alpha_{\text{GL}}\psi + \beta_{\text{GL}}|\psi|^2\psi + \frac{1}{2m}(-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})^2\psi = 0,$$

$$\mathbf{j} = \frac{2e}{m}\text{Re}\{\psi^*(-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})\psi\},$$

здесь  $\alpha_{\text{GL}}$  и  $\beta_{\text{GL}}$  – это феноменологические коэффициенты, характеризующие материал,  $\alpha_{\text{GL}} \sim T - T_c$ ,  $\beta_{\text{GL}} = \text{const}$ . Теория Гинзбурга-Ландау предсказывает существование двух характеристических длин, длины когерентности  $\xi$  и глубины проникновения  $\lambda$ . Глубина проникновения совпадает с  $\lambda$ , определяемой уравнениями Лондонов. В терминах теории Гинзбурга-Ландау она определяется как  $\lambda = \sqrt{m/4\mu_0 e^2 \psi_0^2}$ , где  $\psi_0$  – это равновесное значение параметра порядка в отсутствие электромагнитного поля. Длина когерентности определяется как  $\xi = \sqrt{\hbar^2/4m|\alpha_{\text{GL}}|}$ . Отношение  $\kappa = \lambda/\xi$  называют параметром Гинзбурга-Ландау. Из теории Гинзбурга-Ландау следует, что при  $\kappa < 1/\sqrt{2}$  энергия границы раздела между сверхпроводящей и нормальной фазой положительная.

В теоретической работе А.А. Абрикосова (1957 г.) [13] был рассмотрен случай  $\kappa > 1/\sqrt{2}$ . Абрикосов разделил все сверхпроводящие материалы на сверхпроводники первого рода для которых  $\kappa < 1/\sqrt{2}$  и выполняется эффект Мейснера, и на сверхпроводники второго рода для которых  $\kappa > 1/\sqrt{2}$ . Магнитное поле может проникать в сверхпроводники второго рода при  $H > H_{c1}$ , не уничтожая сверхпроводящее состояние. Поле входит в сверхпроводник второго рода в виде отдельных нитей нормальной фазы. Каждая нить несет один квант магнитного потока,  $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15}$  Вб.

Диаметр нити около  $2\xi$ . Вокруг каждой нити циркулируют экранирующие токи, поэтому данные области вхождения магнитного поля получили название вихрей Абрикосова. Теория Абрикосова объяснила результаты экспериментов Шубникова по изучению магнитных свойства сверхпроводящих сплавов и была в дальнейшем подтверждена многими экспериментами.

Микроскопическая теория сверхпроводимости была предложена в 1957 году Дж. Бардиным, Л. Купером и Дж. Шриффером [14]. Эта теория объяснила сверхпроводимость в известных в то время низкотемпературных сверхпроводниках (чистых металлах и их сплавах). Теория основана на идее, что в металлах, из-за взаимодействия электронов с кристаллической решеткой, между электронами может возникать притяжение, превышающее кулоновское отталкивание. Благодаря взаимному притяжению, электроны с энергиями вблизи поверхности Ферми формируют стабильные связанные пары, так называемые куперовские пары, с энергией связи  $2\Delta$ . В электронном спектре возбуждений сверхпроводника формируется энергетическая щель  $2\Delta$  на уровне Ферми. Размер куперовской пары примерно равен длине когерентности, так что разные пары перекрываются между собой. Теория дает значение длины когерентности  $\xi = \hbar v_F / \pi \Delta_0$ , где  $v_F$  – это скорость электронов на уровне Ферми,  $\Delta_0$  – это значение энергетической щели при  $T = 0$  К. Куперовские пары находятся в макроскопическом когерентном квантовом состоянии. Такой бозе-эйнштейновский конденсат пар-бозонов описывается многочастичной волновой функцией. При движении куперовских пар в сверхпроводнике не происходит диссипации энергии.

Л.П. Горьков получил уравнения теории Гинзбурга-Ландау из теории Бардина-Купера-Шриффера [15], что обеспечило микроскопическую интерпретацию теории Гинзбурга-Ландау.

В 1962 году Чарльз Бин предложил модель критического состояния [16], качественно описывающую основные этапы намагничивания

сверхпроводников второго рода. Модель получила широчайшее распространение для анализа магнитных измерений сверхпроводников.

### *1.1.3. 1980-2000е годы*

В 70х-80х годах были обнаружены многие новые типы сверхпроводящих соединений [17–23], к которым применимость теории Бардина-Купера-Шриффера оказалась под вопросом.

В 1986 году вышла статья А. Мюллера и Дж. Беднорца, посвященная открытию сверхпроводимости в керамическом металлоксиде La-Ba-Cu-O с рекордной  $T_c$  около 30 К [24]. Так началась эра ВТСП. За следующие 7 лет были синтезированы многие родственные купратные сверхпроводники, чья критическая температура превысила 77 К [2,23,25]. Среди них  $YBa_2Cu_3O_{7-8}$  с  $T_c = 93$  К,  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  с  $T_c = 92$  К,  $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$  с  $T_c = 110$  К,  $HgBa_2Ca_2Cu_3O_8$  с  $T_c = 135$  К.

Высокая критическая температура и способность сохранять сверхпроводимость в сильных магнитных полях делают купратные сверхпроводники высокоперспективными для практических применений.

В 2006-2008 годах была открыта сверхпроводимость в соединениях на основе железа с 3d электронами с  $T_c$  до 56 К [2,23,26–28]. Также в этот период была найдена сверхпроводимость в  $MgB_2$  с достаточно высокой  $T_c = 39$  К [29]. Несмотря на то, что  $T_c$   $MgB_2$  меньше температуры кипения жидкого азота, этот сверхпроводник привлекателен для практических применений из-за высокой технологичности и относительной дешевизны.

Свойства простого соединения  $MgB_2$  описываются теорией Бардина-Купера-Шриффера [22]. Однако в  $MgB_2$  существуют две энергетических щели и соответствующая необычная магнитная фазовая диаграмма [30]. С описанием купратных ВТСП и сверхпроводников на основе железа теория Бардина-Купера-Шриффера не справляется [22]. На сегодняшний день нет признанной микроскопической теории для высокотемпературных

сверхпроводников [22,31–34]. Нерешенной головоломкой остается реализация сверхпроводимости при высоких температурах (от комнатной и выше) [35,36]. Поиск продолжается.

## 1.2. Намагниченность сверхпроводников

### 1.2.1. Сверхпроводники в магнитном поле

Значительный диамагнитный сигнал является критерием сверхпроводимости. Этот критерий также обязателен для сверхпроводника, как и нулевое сопротивление образца.

Пока внешнее магнитное поле меньше критического значения, внутри сверхпроводника первого рода магнитное поле равно 0 (эффект Мейсснера). Отсутствие магнитного поля внутри образца – это результат сложения внешнего поля  $H$  и противоположного по знаку поля, создаваемого поверхностным током. Поверхностный ток индуцируется внешним полем и полностью экранирует внутренний объем сверхпроводника. Затухание магнитной индукции от  $B = \mu_0 H$  до 0 происходит в тонком приповерхностном слое, в котором собственно и циркулирует поверхностный ток. Когда магнитное поле превышает критическое значение  $H_c$ , то сверхпроводящее состояние разрушается и магнитное поле проникает в образец. Если у сверхпроводящего образца размагничивающий фактор  $N$  больше 0, то на краях образца локальное поле уже может превышать  $H_c$ , в то время как внешнее магнитное поле еще меньше  $H_c$ . В этом случае в образце возникают чередующиеся области нормальной и сверхпроводящей фазы, это так называемое промежуточное состояние. Границы областей нормальной и сверхпроводящей фазы параллельны внешнему полю. На Рис. 1 схематически представлены зависимости намагниченности сверхпроводника первого рода с  $N = 0$  и  $N > 0$ .

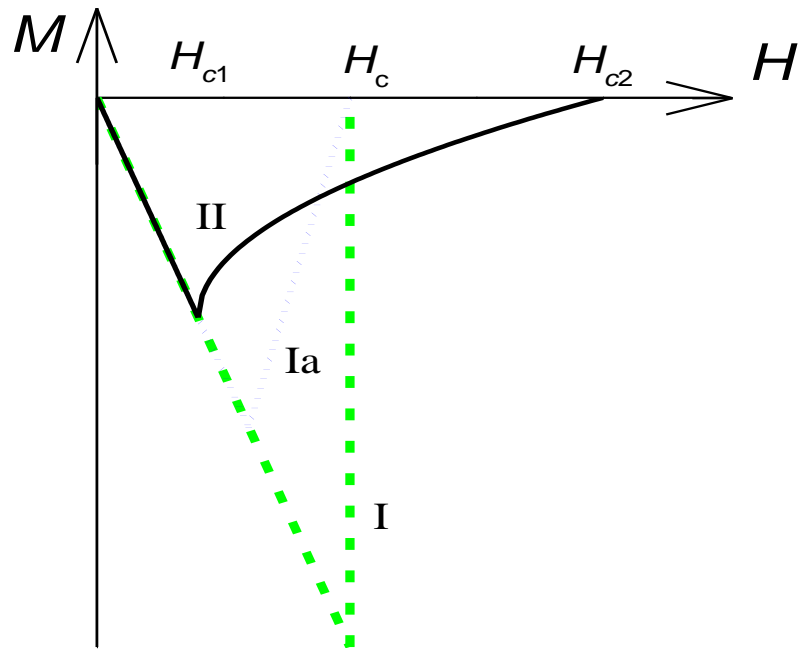


Рис. 1. Схематическое изображение зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля для сверхпроводника первого рода с  $N = 0$  (I),  $N > 0$  (Ia) и сверхпроводника второго рода (II) (равновесная намагниченность).

В сверхпроводниках второго рода при  $H < H_{c1}$  также выполняется эффект Мейснера. При увеличении внешнего магнитного поля в образец начинают проникать вихри Абрикосова. Из-за взаимодействия циркулирующих токов, вихри Абрикосова отталкиваются друг от друга. В бездефектном сверхпроводнике вихри стремятся образовать треугольную решетку. Распределение вихрей в бездефектном сверхпроводнике равновесное, а полевая зависимость намагниченность обратимая [13,37] (см. Рис. 1). Подобные обратимые зависимости намагниченности наблюдались для чистых сверхпроводящих металлов [38].

Если в материале присутствуют различные дефекты (области с подавленной сверхпроводимостью), то вихри Абрикосова занимают преимущественно эти области, так как общая энергия сверхпроводника минимальна при совмещении нормальной сердцевины вихря и области с подавленной сверхпроводимостью. На таких дефектах, так называемых



центрах пиннинга, вихри Абрикосова закреплены (запиннигованы). Для срыва вихрей с центров пиннинга необходимо совершить работу. При выключении внешнего поля часть вихрей выходит из образца, но остаются вихри, захваченные на центрах пиннинга. Таким образом, при наличии центров пиннинга, в сверхпроводнике второго рода реализуется неравновесная конфигурация вихревой решетки, а полевая зависимость намагниченности становится необратимой, то есть демонстрирует гистерезис [39]. Кроме пиннинга на дефектах, к магнитному гистерезису приводит поверхностный барьер для входа и выхода вихрей Абрикосова [40–49]. Неравновесное распределение вихрей из-за поверхностного барьера возникает, если энергия, необходимая для входа магнитного потока в образец, меньше, чем энергия, необходимая для выхода.

Если в сверхпроводнике реализуется сильный пиннинг вихрей Абрикосова, то есть энергия пиннинга намного больше тепловой энергии  $k_B T$ , то петля гистерезиса намагниченности практически симметрична относительно оси  $H$  ( $M = 0$ ). Такие петли гистерезиса намагниченности характерны для различных сверхпроводников второго рода, так называемых жестких сверхпроводников (примеры даны в обзоре [50]). Численные эксперименты методами молекулярной динамики [51–58], Монте-Карло [59–70], конечных элементов [71–75] также позволили исследовать распределения полей в сверхпроводниках второго рода (см. также обзор [76]).

Необходимо отметить, что проникновение магнитного поля в сверхпроводники второго рода сопровождается образованием динамических неравновесных структур с характерными временами развития и релаксации  $\sim 10^{-7} \div 10^{-6}$  секунд [77]. Для анализа динамического намагничивания сверхпроводников второго рода применяется модель вязкого течения потока [78–80]. Теоретический анализ статистического намагничивания и распределения полей и токов в сверхпроводниках второго рода проводился в основном в рамках модели критического состояния (см. раздел 1.2.2) для

различных геометрических форм образцов [16,81–105]. Обзор основных работ сделан в [106]. На Рис. 2 показана петля гистерезиса намагниченности, рассчитанная по модели критического состояния (для образца в форме цилиндра с радиусом  $R$ , магнитное поле параллельно оси цилиндра). На оси  $H$  отмечено значение поля полного проникновения  $H_p$ , при котором вихри достигают центра образца. На значение  $H_p$  и форму петли гистерезиса влияют геометрическая форма и размагничивающий фактор образца [106–109].

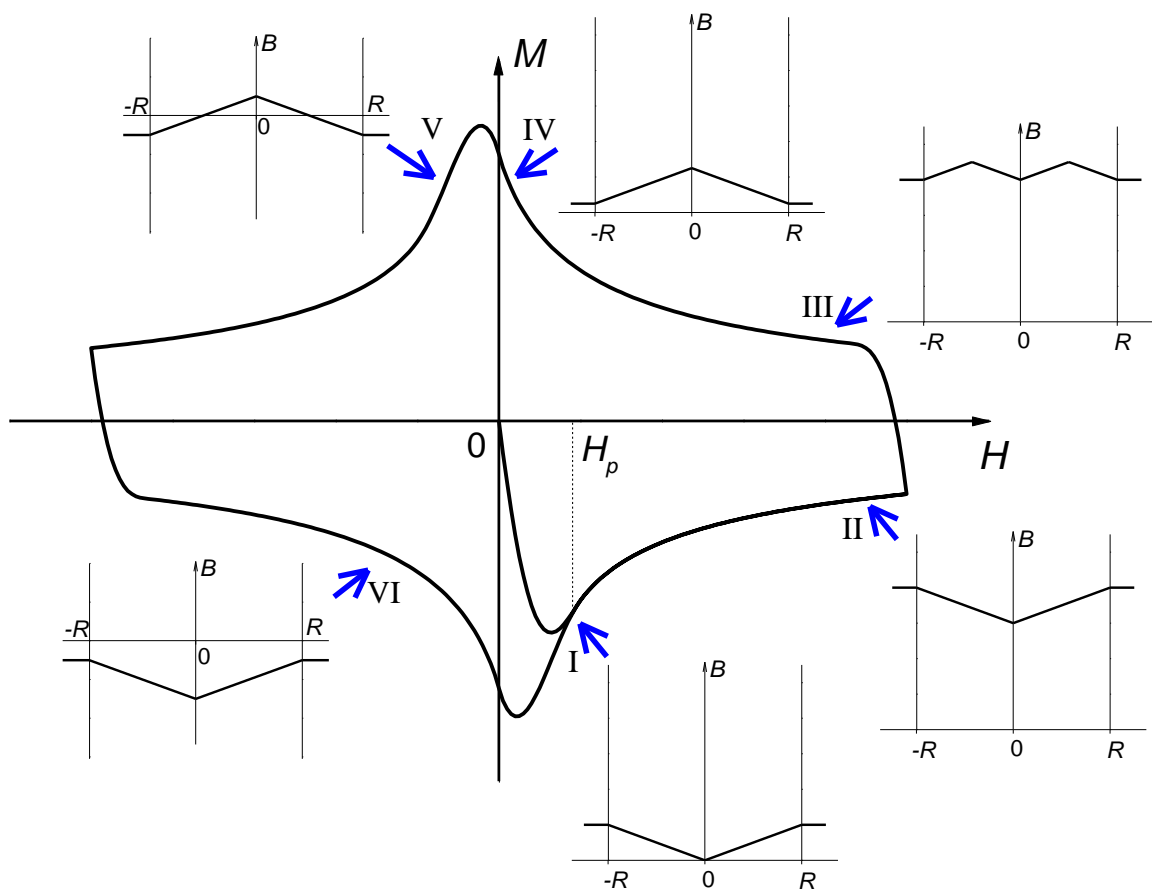


Рис. 2. Магнитный гистерезис, рассчитанный по модели критического состояния. Вставки показывают распределение плотности вихрей Абрикосова вдоль образца в различных точках петли гистерезиса, указанных стрелками.

### 1.2.2. Магнитный гистерезис. Модель критического состояния

Для описания необратимых зависимостей намагниченности жестких сверхпроводников второго рода Чарльз Бин предложил модель критического состояния [16,92], качественно описывающую основные этапы намагничивания. Согласно модели критического состояния, плотность протекающего тока всегда равна критической плотности тока. Если величина тока меньше, чем критический ток образца, то ток протекает лишь по части сечения образца, в приповерхностной области.

При увеличении внешнего магнитного поля концентрация вихрей Абрикосова  $n$  максимальна вблизи поверхности и убывает вглубь образца. Изменение магнитного поля индуцирует экранирующие токи в образце. В сверхпроводнике, в отличие от нормального металла, эти токи не затухают. Концентрация вихрей связана с локальной плотностью критического  $j_c$  тока законом Ампера:  $\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}_c$ , здесь  $\mathbf{B} = n\Phi_0$ . При уменьшении внешнего магнитного поля концентрация вихрей у поверхности меньше, чем концентрация вихрей в глубине образца. Соответственно в образце остается захваченный магнитный поток. Из-за захваченного магнитного потока намагниченность образца при уменьшении внешнего магнитного поля отличается от намагниченности при увеличении поля. В модели критического состояния предполагается, что возникающие в образце распределения магнитного потока всегда неравновесные [110]. Вставки на Рис. 2 показывают распределение плотности вихрей Абрикосова вдоль образца при увеличении внешнего магнитного поля от 0 до некоторого значения  $H_{\max} > H_p$ , и дальнейшего изменения поля от  $H_{\max}$  до  $-H_{\max}$  и от  $-H_{\max}$  до  $H_p$ . Благодаря различию распределений магнитного потока при увеличении и уменьшении внешнего магнитного поля, формируется петля гистерезиса.

Из модели критического состояния следует пропорциональность между плотностью критического тока и значениями намагниченности при

увеличении и уменьшении поля [99]. Для определения плотности критического тока используется следующее выражение (формула Бина):

$$J_c(H) = \Delta M(H)/kR, \quad (1)$$

где  $k$  – это коэффициент, зависящий от геометрической формы образца,  $k = 2/3$  для образца с круглым или квадратным сечением,  $R$  – это радиус циркуляции тока,  $\Delta M(H)$  – это ширина намагниченности, то есть высота петли гистерезиса в внешнем магнитном поле  $H$ ,  $\Delta M(H) = M_{\downarrow}(H) - M_{\uparrow}(H)$ ,  $M_{\uparrow}(H)$  – это ветвь петли гистерезиса намагниченности при увеличении  $H$ ,  $M_{\downarrow}(H)$  – это ветвь петли гистерезиса намагниченности при уменьшении  $H$ . Таким образом, измерения намагниченности позволяют определить плотность критического тока сверхпроводников. Однако, оцененные по формуле (1) значения  $J_c$  оказываются заниженными в области малых полей, меньших поля полного проникновения, так как в этой области пропорциональность между  $J_c$  и  $\Delta M$  нарушается [102,111–114].

Важной особенностью ВТСП является их квазидвухмерность и, соответственно, сильная анизотропия. Для кристаллов и кристаллитов Y-123 коэффициент анизотропии равен 7, а для Bi-2212 и Bi-2223 больше 100 [115]. Модель критического состояния с учетом анизотропии рассматривалась в работах [83,116,117].

Исследования магнитных характеристик поликристаллических ВТСП показали, что их петли гистерезиса намагниченности могут иметь заметную асимметрию относительно оси  $H$ . Для многих образцов ВТСП петли гистерезиса могут изменяться при увеличении температуры от симметричного гистерезиса при  $T < 5$  К до обратимой безгистерезисной кривой при  $T$  вблизи  $T_c$  (Рис. 3) [118]. Таким образом, модель критического состояния, описывающая только жесткие сверхпроводники с симметричными петлями гистерезиса, не подходит для описания магнитных свойств ВТСП. Тем не менее, формула Бина (1) широко используется для оценки  $J_c$  образцов ВТСП.

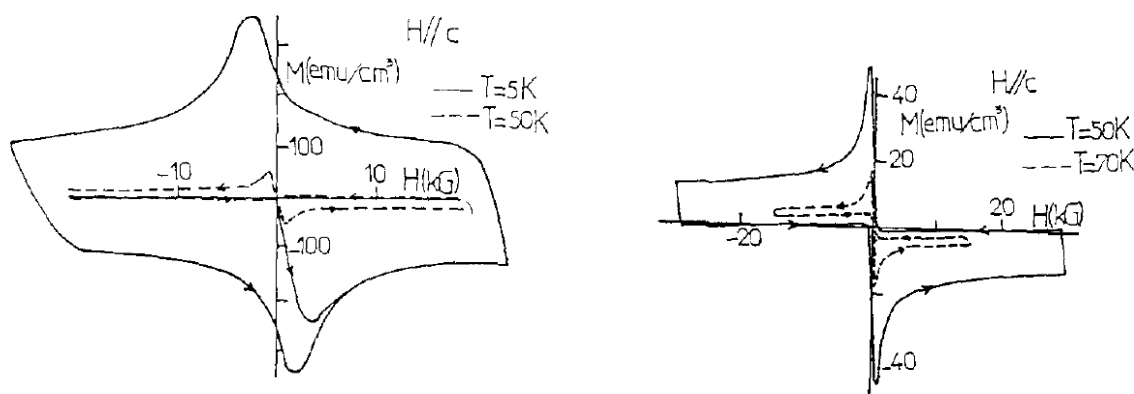


Рис. 3. Петли гистерезиса намагниченности поликристаллического YBCO при 5, 50 и 70 К Рисунок взят из работы [118].

### 1.2.3. Равновесная намагниченность. Расширенная модель критического состояния

Для описания петель гистерезиса намагниченности сверхпроводников с заметной асимметрией относительно оси  $H$  авторы работы [119] предложили учитывать равновесную намагниченность поверхности образца. Основные идеи данной расширенной модели критического состояния (РМКС): 1) Приповерхностный регион сверхпроводника, с глубиной порядка Лондоновской глубины проникновения, всегда намагничен равновесно (его намагниченность не зависит от предыстории и определяется внешним полем); 2) Намагниченность внутренней области образца описывается моделью критического состояния, но граничным условием вместо внешнего поля становится поле на границе между приповерхностным регионом и внутренней областью.

Концепция приповерхностного слоя с особыми магнитными свойствами рассматривалась в работах [41,42,45,120–122]. Эта идея применялась для объяснения магнитных свойств поликристаллических ВТСП. Поверхностный барьер в ВТСП обсуждался в работах [123–126]. В работе [127] показана необходимость учета приповерхностного слоя гранул для объяснения

экспериментально установленной зависимости остаточной намагниченности от размера гранул в YBCO.

Дальнейшее развитие расширенная модель критического состояния получила для описания намагниченности поликристаллических высокотемпературных сверхпроводников [118,128–134]. Асимметричные петли гистерезиса намагниченности различных ВТСП успешно описывались с помощью РМКС [118,128,129,134–139].

Наиболее полный набор эффектов, влияющих на вид петли гистерезиса намагниченности, содержится в модели Д. Чена и соавторов [131]. Модель [131] учитывает эффект Мейснера, равновесную намагниченность приповерхностного слоя, поверхностный барьер и вызванный им неравновесный вклад в намагниченность поверхностного слоя, неравновесную намагниченность центральной части образца, гранулярность материала. В то же время эта модель использует большое число параметров (около 10), необходимых для описания экспериментальных петель намагниченности. Например, используются отдельные полевые зависимости для поверхностного тока и для критического тока в центральной области. Каждая зависимость определяется 2-3 параметрами. Необратимый вклад в намагниченность зависит и от пиннинга в центральной области и от параметров поверхностного барьера. Для разделения вклада в намагниченность от объема и поверхности требуется проведение измерений на сериях образцов с различными размерами гранул [140]. При анализе результатов измерений одного образца описываемая петля может быть воспроизведена при различных сочетаниях параметров модели. Из-за такой неоднозначности выбора параметров РМКС не применялась для сравнения разных образцов.

### 1.3. Плотность критического тока сверхпроводников

#### 1.3.1. Ток распаривания и критический ток в сверхпроводниках 1 и 2 рода

Помимо критической температуры, важнейшим практическим параметром сверхпроводников является плотность критического тока. Критический ток – это максимальное значение, при котором ток может протекать через сверхпроводящий образец без сопротивления. При протекании тока большего, чем критический ток  $I_c$ , на образце происходит падение электрического напряжения.

Верхний предел для плотности критического тока сверхпроводников определяется теориями Гинзбурга-Ландау и Бардина-Купера-Шриффера. Увеличение тока ограничивается значением, при котором происходит разрушение куперовских пар. Это значение плотности тока распаривания определяется выражением [141,142]:

$$j_d = \Phi_0 / 3\sqrt{3}\pi\mu_0\lambda^2\xi. \quad (2)$$

Значения плотности тока распаривания при  $T = 0$  К, определённые по (2) примерно равны  $3 \cdot 10^{12}$  А/м<sup>2</sup> для Y-123,  $3 \cdot 10^{12}$  А/м<sup>2</sup> для Bi-2223,  $1 \cdot 10^{12}$  А/м<sup>2</sup> для Bi-2212,  $0.8 \cdot 10^{12}$  А/м<sup>2</sup> для MgB<sub>2</sub> [115,143]. Для сверхпроводников со слоистой структурой, таких как ВТСП, значения тока распаривания могут быть меньше, чем полученные по формуле (2) [144]. Однако благодаря простоте формулы (2), она используется в многих работах и учебниках для оценки порядка максимального тока в различных сверхпроводниках.

Для сверхпроводника первого рода критический ток  $I_c$  согласно правилу Сильсби [145] пропорционален критическому полю  $H_c$ . При протекании тока вдоль оси цилиндрического образца  $I_c \approx 2\pi R H_c$ , где  $R$  – это радиус образца. Поскольку ток через сверхпроводник первого рода течет в приповерхностном слое глубиной  $\lambda$ , то плотность критического тока определяется как  $J_c \approx I_c / 2\pi R \lambda = H_c / \lambda$ . Плотность критического тока сверхпроводника первого рода близка по величине к плотности тока распаривания.

Для сверхпроводника второго рода критический ток зависит от пиннинга вихрей Абрикосова в образце. Протекающий ток взаимодействует с вихрями Абрикосова, которые индуцированы либо самим током, либо внешним полем. На вихри действует сила Лоренца, стремящаяся двигать их перпендикулярно течению тока. На единицу длины вихря действует сила  $F_L = j \cdot \Phi_0$ , в единице объема сверхпроводника  $F_L = \mu_0 J \cdot H$ , здесь  $j$  – это локальная плотность тока,  $J$  – это плотность тока, усредненная по сечению образца. При движении вихрей происходит диссипация энергии и в образце появляется электрическое сопротивление. Плотность критического тока в этом случае определяется значением тока, при котором начинается движение вихрей. Эта величина  $J_c$  может оказаться намного меньше, чем плотность тока распаривания. При отсутствии в материале центров пиннинга, пригодных для закрепления вихрей, сопротивление должно возникнуть уже при превышении током значения, соответствующего первому критическому полю (по правилу Сильсби). В реальных образцах присутствуют различные микроструктурные дефекты, на которых вихри могут закрепляться. Совмещение вихря с дефектом приводит к понижению общей энергии системы. Закрепление вихрей (пиннинг) на различных типах дефектов и связь силы пиннинга с эластичностью вихревой решетки исследовалась в огромном количестве работ (см. обзоры [110,146–152]). Сила пиннинга (закрепления) зависит от типа дефектов и от локальной индукции магнитного поля. Различают пиннинг на неоднородностях с пониженной критической температурой ( $\delta T_c$ -пиннинг) и пиннинг на областях с пространственным изменением длины свободного пробега носителей тока ( $\delta l$ -пиннинг, также используется обозначение  $\delta k$ -пиннинг) [148,153–157]. Также отдельно рассматривают электромагнитный пиннинг [158–160], который происходит на протяженных дефектах. Для таких дефектов распределение тока, циркулирующего вокруг закрепленного на этом дефекте вихря, значительно изменяется, по сравнению обычным вихрем.



Пока сила Лоренца  $F_L$ , вызываемая протекающим током, меньше силы пиннинга  $F_p$ , вихри не двигаются и сопротивление отсутствует. Плотность критического тока определяется условием  $F_p = \mu_0 J_c \cdot H$ . Таким образом, в то время как критическая температура и критические поля являются фундаментальными характеристиками сверхпроводника, плотность критического тока определяется структурой материала и зависит от условий синтеза и последующей обработки.

Критический ток в эксперименте определяется при электротранспортных измерениях из начального участка вольт-амперной характеристики [110,161]. Динамический критический ток определяют аппроксимацией линейного участка ВАХ при  $I \gg I_c$  на ось токов [161,162]. Чаще применяется метод, в котором критический ток определяют по некоторому малому значению фиксируемого падения напряжения на образце (статистический критический ток [161]). Наиболее распространенным критерием для критического тока является падение напряжения на образце  $10^{-6}$  В/см [110,163,164]. Для низкотемпературных сверхпроводников значение критического тока обычно не чувствительно к величине критерия [165]. Однако в некоторых случаях (особенно для ВТСП) использование произвольного критерия приводит к завышенным значениям  $J_c$  [164,166].

Если значение плотности критического тока близко к плотности тока распаривания, то для измерений необходимы токи до  $10^6$  А и более. Измерения таких больших токов прямыми транспортными методами затруднительно. Магнитные измерения позволяют бесконтактно определять любые значения плотности критического тока [83,84,110,146,167–171]. Определенные при помощи магнитных измерений зависимости  $J_c(H)$  совпадают с результатами транспортных измерений [172] при учете калибровочного коэффициента, зависящего от геометрии образца.

### 1.3.2. Полевая зависимость плотности критического тока

В работах [147,173,174] рассматривались модели, учитывающие одиночный пиннинг вихрей Абрикосова на различных дефектах и коллективный пиннинг вихревой решетки. Учет взаимодействия вихрей с дефектами дает следующую зависимость плотности критического тока от магнитного поля:  $j_c(B) \sim (B/B_{c2})^{p-1} (1 - B/B_{c2})^q$ , где  $p$  и  $q$  – это положительные коэффициенты, значения которых зависят от типа дефектов (центров пиннинга). Соответствующая сила пиннинга зависит от магнитного поля как  $F_p(H) \sim (H/H_{c2})^p (1 - H/H_{c2})^q$ . Зависимость  $F_p(H)$  имеет колоколообразную форму с максимумом в  $H = H_{c2} \cdot p/(p + q)$ . Для многих сверхпроводников второго рода была обнаружена масштабная инвариантность (скейлинг) зависимостей  $F_p(H)$  [99,173,175–178]. При скейлинге для этих сверхпроводников экспериментальные зависимости  $F_p(H)$  в разных температурах можно описать одной кривой:

$$f_p(h) = \frac{h^p(1-h)^q}{h_0^p(1-h_0)^q}, \quad (3)$$

где  $f_p = F_p(H)/F_{\max}(T)$ ,  $h = H/H_{c2}(T)$ ,  $h_0 = p/(p + q)$ ,  $F_{\max}(T)$  – это максимальное значение зависимости  $F_p(H)$  при температуре  $T$ . Скейлинг зависимостей  $F_p(H)$  показывает, что механизм пиннинга и тип центров пиннинга не изменяются в разных температурах.

Крип магнитного потока (индуцированное тепловыми флуктуациями течение вихрей Абрикосова) может существенно понижать критический ток в ВТСП и приводить к существованию линии необратимости  $H_{\text{irr}}(T)$  на фазовой диаграмме ВТСП магнитное поле – температура [179,180]. Эта линия разделяет область полей и температур, в которых вихри Абрикосова в образце закреплены и сопротивление равно нулю от области, в которой происходит движение вихрей и появляется ненулевое сопротивление. При  $H \geq H_{\text{irr}}$  зависимость намагниченности обратима. При повышении температуры отношение  $H_{\text{irr}}/H_{c2}$  увеличивается. Это ограничивает применение ВТСП при

температуре от температуры кипения азота (77.4 К) и выше, так как транспортный критический ток становится равным нулю уже в малых полях  $H \ll H_{c2}$ . Для ВТСП скейлинг полевых зависимостей силы пиннинга выполняется при использовании значения поля необратимости  $H_{ит}$  вместо  $H_{c2}$  [177].

При расчетах полевых зависимостей намагниченности используются различные феноменологические зависимости  $j_c(B)$ . При этом основным критерием применимости используемой зависимости служит согласие рассчитанных и экспериментальных петель. Зависимость плотности критического тока от магнитного поля не учитывалась в оригинальных работах Ч. Бина [16,92]. Однако при постоянном значении  $j_c$  достигается только качественное согласие между рассчитанными и экспериментальными петлями намагниченности сверхпроводников. Зависимость  $j_c(H) = j_{c0}/(1 + |B|/B_0)$ , предложенная в 1963 году [181], обеспечивает хорошее описание поведения намагниченности в полях  $H \ll H_{c2}$ . В этом выражении, называемом зависимостью Кима,  $j_c$  – это локальная плотность критического тока в области образца с магнитной индукцией  $B$ , а  $j_{c0}$  – это значение  $j_c$  при  $B = 0$ , параметр  $B_0$  определяет скорость уменьшения  $j_c$ . Использование экспоненциальной зависимости  $j_c(B) \sim \exp(-|B|/B_0)$  позволяет описать поведение намагниченности при приближении к  $H_{c2}$  [119,182]. Ф. Ирэ и К. Ямафуджи [183] предложили для вычисления петли гистерезиса намагниченности сверхпроводника и анализа полевой зависимости  $j_c$  использовать степенную зависимость  $j_c(B) \sim |B|^{-\alpha}$ , где  $\alpha$  – это положительный безразмерный параметр. Общая форма для перечисленных зависимостей была предложена в работе [184]:

$$j_c(B) = j_{c0}(1 + |B|/B_0)^{-\alpha} . \quad (4)$$

При  $\alpha = 0$  выражение (4) совпадает с моделью Бина, при  $\alpha = 1$  с зависимостью Кима, при  $B/B_0 \gg 1$  реализуется степенная зависимость, при  $B/B_0 \ll 1$  и  $\alpha \gg 1$  реализуется экспоненциальная зависимость.

Альтернативный подход, при котором разные параметры характеризовали поведение зависимостей  $j_c(B)$  на разных масштабах, использовался в работах [185–187]. В работе [185] предложена зависимость:

$$j_c(B) = j_{c0} \frac{1 - |B|/B_{c2}}{1 + |B|/B_0}, \quad (5)$$

где  $B_{c2} = \mu_0 H_{c2}$ . В работах [186,187] зависимость  $j_c(B)$  выражалась как

$$j_c(B) = j_{c0} \left[ \frac{1 + Qx}{1 + x} + \left( \frac{|B|}{B_0} \right)^\alpha \right]^{-1}, \quad (6)$$

где  $x = |B|/B_1$ , а  $B_0, B_1$  – это параметры с размерностью магнитной индукции,  $Q$  – это безразмерный параметр. Для  $B_1 \ll B_0$  зависимость (6) может быть разделена на  $j_c(B) = j_{c0}(1 + Qx)/(1 + x)$  при  $B \ll B_1$  и на  $j_c(B) = j_{c0}(Q + (|B|/B_0)^\alpha)$  при  $B \gg B_1$ .

### 1.3.3. Пик-эффект

Пик-эффект – это особенность полевой зависимости плотности критического тока, соответствующая росту макроскопической плотности тока  $J_c$  вместо обычного монотонного уменьшения  $J_c$  при увеличении внешнего магнитного поля. При пик-эффекте на петле намагниченности появляется вторичный пик в больших полях. Впервые пик-эффект наблюдался в 60-е годы на зависимостях  $J_c(H)$  низкотемпературных сверхпроводников [188]. В работах [189–191] показано, что причиной пик-эффекта в низкотемпературных сверхпроводниках может являться уменьшение жесткости вихревой решетки, приводящее к увеличению эффективности пиннинга. В последующие годы было предложено множество альтернативных механизмов возникновения пик-эффекта [146,192–205], включая влияние межгранульных границ и границ двойникования [206–209], фазовый переход вихревой решетки [210–216], фазовое расслоение [217–223]. По-видимому, пик-эффект может быть связан с различными

причинами, определяемыми свойствами сверхпроводника и внешними условиями.

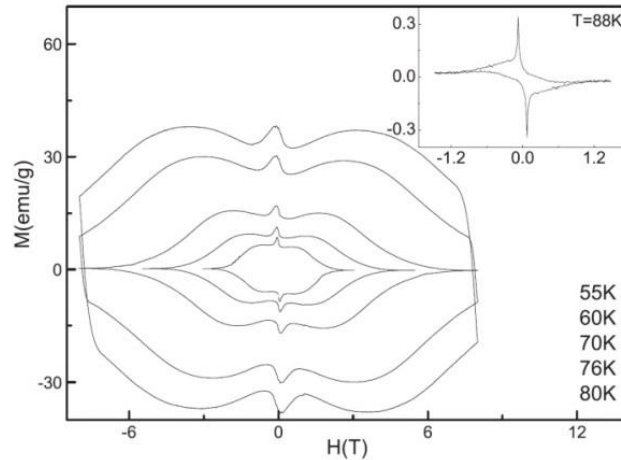


Рис. 4. Петли гистерезиса намагниченности сверхпроводника  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ . На вставке показана асимметричная петля гистерезиса, демонстрирующая пик-эффект при  $\mu_0 H \approx 0.2$  Тл. Рисунок из работы [224].

На Рис. 4, взятом из работы [224], показаны петли гистерезиса намагниченности сверхпроводника  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ . Для описания пик-эффекта на подобных петлях намагниченности в работе [225] было предложено использовать модель критического состояния с модифицированной полевой зависимостью  $j_c$ . Вторичный пик на петле намагниченности воспроизводился при добавлении колоколообразной функции к невозмущенной убывающей зависимости критического тока от магнитного поля  $j_{c,0}(B)$ . В результате полевая зависимость  $j_c$  при пик-эффекте определяется как

$$j_c(B) = j_{c,0}(B) + a j_{c0} f_{\text{peak}}(B), \quad (7)$$

где  $j_{c0}$  – это значение плотности критического тока в  $B = 0$ , параметр  $a$  определяет высоту пика,  $f_{\text{peak}}(B)$  – это колоколообразная функция. При анализе пик-эффекта использовались в качестве  $f_{\text{peak}}(B)$  функция Лоренца [225,226], Гаусса [226–229] или иные составные функции, задающие пик [224,230,231].

#### 1.3.4. Поликристаллические сверхпроводники

Исследования поликристаллических сверхпроводников проводились задолго до 1986 года [5,188,232–235]. Однако именно открытие ВТСП привело к валу исследований поликристаллических сверхпроводников (см. обзоры [236–241]).

Поликристаллические сверхпроводники состоят из хаотически расположенных гранул различных размеров. Гранулы соприкасаются и спаяны между собой. В межгранульном пространстве присутствуют поры и различные несверхпроводящие включения. Для описания свойств поликристаллических сверхпроводников используется модель двухуровневого сверхпроводника [237,242–247]. Гранулированный сверхпроводник рассматривается как сеть слабых связей (джозефсоновская среда) [248–250]. Предполагается, что в сети слабых связей незатухающие токи могут циркулировать по двум типам замкнутых траекторий. Траектория первого типа захватывает весь образец и радиус циркуляции тока равен радиусу образца. Ток циркулирует по этой траектории через гранулы и межгранульные границы, пока значение индукции магнитного поля меньше индукции критического поля джозефсоновской среды  $B_{cJ}$ . При превышении полем значения  $B_{cJ}$  токи циркулируют уже только внутри сверхпроводящих гранул, и радиус циркуляции равен усредненному радиусу гранулы. Двухуровневая модель утверждает, что в полях меньше  $B_{cJ}$  поликристаллический сверхпроводник ведет себя как однородный сверхпроводник с плотностью критического тока равной межгранульной плотности критического тока. В полях больше  $B_{cJ}$  магнитное поле проникает в межгранульные границы [251] и магнитные свойства образца определяются свойствами отдельных гранул. Как правило, внутригранульная плотность критического тока на несколько порядков превышает плотность критического тока через межгранульные границы [143].

На основе двухуровневой модели была создана модель сжатия потока в межгранульных границах. Эта модель применяется для описания особенностей магнитосопротивления поликристаллических сверхпроводников [252–259].

Двухуровневая модель объясняет наблюдающийся двухступенчатый вид зависимостей сопротивления поликристаллических сверхпроводников от температуры. При  $T = T_c$  в сверхпроводящее состояние переходят гранулы ВТСП, это приводит к резкому скачку сопротивления. При понижении температуры следует плавная часть резистивного перехода до  $\mathcal{R} = 0$  при  $T = T_{c0} < T_c$ . Затянутый переход в состояние с  $\mathcal{R} = 0$  вызван установлением сверхпроводимости в джозефсоновской сети, образованной гранулами и межгранульными границами.

При использовании формулы Бина (1) для определения  $J_c$  неоднородных сверхпроводников возникает проблема установления циркуляционного радиуса. Для неоднородных сверхпроводников циркуляционный радиус  $R$  может быть меньше радиуса образца [113,260,261], 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  $R$ . Необоснованное использование радиуса образца в качестве величины  $R$  для поликристаллических сверхпроводников часто приводит к значительной недооценке величины  $J_c$ .

Метод определения масштаба циркуляции тока был предложен в работе [260]. Авторы рассматривали сверхпроводящую цилиндрическую пластину с радиусом  $R$  и толщиной  $t$ , перпендикулярную внешнему полю. Размагничивающий фактор, зависящий от отношения  $R/t$ , влияет на наклон линейного участка зависимости  $M_{\downarrow}(H)$  при уменьшении поля после достижения максимального значения  $H_{\max}$ . Для определения  $R$  требуются тщательные, с малым шагом  $H$ , измерения участка  $M_{\downarrow}(H)$  вблизи  $H_{\max}$ . Такой

метод применим для сверхпроводящих монокристаллов и пленок с достаточно большим отношением  $R/t > 2$ .

### *1.3.5. Сверхпроводники для сильноточковых устройств*

Сверхпроводящие провода используют для передачи электроэнергии [115,262–266] и генерации сильных магнитных полей [265,267]. Также перспективными областями применения сверхпроводников являются ограничители токов короткого замыкания в энергетике [265,268–271], системы хранения энергии [265], электродвигатели [265,267,272], системы стыковки космических аппаратов [273,274], системы сбора космического мусора и микрометеоритной защиты [275,276], транспортные левитационные системы [277,278], магнитные экраны [267], постоянные сверхпроводящие и гибридные магниты [267,279–283] (см. также научно-популярную статью [www.researchgate.net/publication/308466509\\_SVERHPROVODASIE\\_MAGNIT\\_Y\\_Superconducting\\_Magnets](http://www.researchgate.net/publication/308466509_SVERHPROVODASIE_MAGNIT_Y_Superconducting_Magnets), посвященную сверхпроводящим магнитам). Для этих применений критически важны высокие значения плотности критического тока используемых сверхпроводников. В связи с этим важен поиск новых сверхпроводников с большими значениями  $J_c$ .

Повышение  $J_c$  идет рука об руку с повышением  $T_c$ : сверхпроводники с высокой критической температурой обычно демонстрируют большие значения  $J_c$  при 4.2 К, температуре кипения гелия. Поиск новых сверхпроводников с высокой  $T_c$  является амбициозной задачей [19,22,284,285]. Однако, фундаментальные свойства сверхпроводников ограничивают их практическое применение в высоких температурах. Сопротивление в ВТСП при температуре кипения азота возникает уже при протекании малых токов. Диссипации энергии происходит из-за термоактивированного депиннинга (срыва с центров пиннинга из-за теплового возбуждения) и течения вихрей Абрикосова [286]. Из-за термоактивационного депиннинга комнатнотемпературные



сверхпроводники, когда они будут найдены, могут быть бесполезны для сильноточных устройств в комнатных температурах [264]. Тем не менее, многолетние работы по изучению и улучшению свойств ВТСП позволили повысить рабочие значения  $J_c$ . Современные провода из ВТСП способны передавать до 500 А/см на единицу ширины провода при температуре 77 К более чем на 100 м [264]. Такие результаты достигнуты в основном за счет уменьшения влияния межгранульных границ [143] и модификации микроструктуры сверхпроводников [287].

Как уже указывалось в Разделе 1.3.1, сверхпроводник второго рода должен содержать внутренние дефекты, для того чтобы иметь большое значение плотности критического тока. Создание дополнительных дефектов в сверхпроводнике позволяет увеличить плотность критического тока [152,288–292]. Для создания дефектов в материале используется облучение нейтронами или ионами различных элементов [293], внедрение наночастиц [294–297], частичное замещение элементов сверхпроводника элементами с отличающимся атомным радиусом [298]. Повышение  $J_c$  также может быть достигнуто при декорировании сверхпроводника (размещении на поверхности) наночастицами [299].

Кроме повышения  $J_c$ , перспективной задачей является создание сверхпроводников с новыми свойствами и разработка новых технологий синтеза. Так в 2002 году вышла статья [300], посвященная синтезу сверхпроводника YBCO со структурой пены. Благодаря высокой пористости, образцы сверхпроводящей пены обладали низкой плотностью. Такие сверхпроводники могут найти свою нишу в различных применениях, требующих малой массы и высокой скорости охлаждения сверхпроводника. Открытая пористая структура обеспечивает эффективное охлаждение материала; жидкий или газообразный хладагент может проникать вглубь образца и охлаждать возникающие горячие точки [301].

#### 1.4. Постановка цели и задач исследования

При анализе магнитных свойств новых сверхпроводящих материалов необходимо использовать модели, адекватно описывающие экспериментальные характеристики. Используемые модели имеют ряд недостатков. Не обоснована применимость формулы Бина (1) для оценки плотности критического тока для поликристаллических сверхпроводников, чьи петли гистерезиса намагниченности асимметричны относительно оси  $H$ . Применение расширенной модели критического состояния затруднено из-за большого числа неопределяемых параметров. Не установлена связь феноменологических зависимостей  $j_c(B)$  с скейлинговой формулой (3). Отсутствует метод для описания пик-эффекта на петлях намагниченности, асимметричных относительно оси  $H$ . Применимость метода оценки циркуляционного радиуса ограничена.

Предполагается развить модель для анализа петель гистерезиса намагниченности поликристаллических сверхпроводников и применить ее к магнитным характеристикам новых сверхпроводящих материалов с различными модификациями микроструктуры. Для достижения поставленной цели предлагалось решить следующие задачи: Развить модель намагниченности гранулярных сверхпроводников. Разработать метод определения циркуляционного радиуса и плотности критического тока из измерений петель гистерезиса намагниченности неоднородных сверхпроводников. Предложить связь аномального увеличения модуля намагниченности (пик-эффект) на асимметричных петлях гистерезиса намагниченности с изменением критического тока сверхпроводника. Исследовать ВТСП с высокой пористостью, поликристаллические текстурированные ВТСП, сверхпроводники системы Y-123 с полным или частичным замещением Y на другой редкоземельный элемент, сверхпроводники, допированные различными наночастицами и сверхпроводники с фазовым расслоением.

## ГЛАВА 2. МОДЕЛЬ ДЛЯ МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА НЕОДНОРОДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

*Всё что у нас есть – это модели.*

*А. Силаев*

*Прогресс состоит не в замене  
неверной теории на верную, а в  
замене одной неверной теории на  
другую неверную, но уточненную.*

*С. Хокинз*

В главе описана модификация расширенной модели критического состояния, предложенная автором для описания и анализа экспериментальных полевых зависимостей намагниченности поликристаллических ВТСП.

В первых работах [302,303], посвященных анализу симметричных петель намагниченности ВТСП, автор использовал вариант модели критического состояния, развитый в работах [98,186,187]. В этом подходе зависимости  $M(H)$  определяются из усредненной плотности потока внутри образца  $\bar{B}$ . В общем виде намагниченность  $M(H)$  образца определяется как  $M(H) = -H + \bar{B}(H)/\mu_0$ , где  $\mu_0$  – это магнитная постоянная. Для определения  $\bar{B}$  вычисляются координатные распределения магнитной индукции  $B$  внутри образца при увеличении и уменьшении  $H$ . Подход позволяет вводить распределение гранул по размерам [186,187], что имеет важное значение для интерпретации данных, полученных на поликристаллических сверхпроводниках. Однако подход [98,186,187] не позволил описать асимметрию петель намагниченности поликристаллических ВТСП, появляющуюся с ростом температуры. В работе [304] было показано, что асимметричные петли гистерезиса намагниченности удастся описать, если распределение  $B$  внутри образца изменяется от неравновесного

распределения, соответствующего сильному пиннингу, до равновесного распределения, соответствующего отсутствию пиннинга. При этом зависимость  $M(H)$  изменяется от симметричного гистерезиса, когда значения  $\bar{B}(H)$  при уменьшении  $H$  соответствуют сверхпроводнику с сильным пиннингом, до обратимой безгистерезисной кривой, когда значения  $\bar{B}(H)$  при увеличении и уменьшении  $H$  совпадают. Причиной такого изменения распределения  $B$  может быть термоактивированное движение вихрей и соответствующая релаксация намагниченности [224].

Следующим этапом развития модели стал учет приповерхностного слоя с равновесной намагниченностью [305], что объединило подход [98,186,187] с расширенной моделью критического состояния [131].

## 2.1. Модель

### 2.1.1. Намагничивание цилиндрического сверхпроводника в расширенной модели критического состояния

Рассмотрим образец вытянутой формы с длиной много большей, чем его размеры  $2a$  и  $2b$  в поперечной плоскости. Примем, что 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. Можно перейти к одномерной задаче, в которой все переменные зависят от расстояния  $r$  до оси образца [98,104]. В такой геометрии намагниченность может быть вычислена для случаев кругового сечения образца или тонкой пластины  $b \gg a$  [306]. В общем случае сечения произвольной формы [104] намагниченность образца определяется следующей формулой:

$$M(H) = -H + \mu_0^{-1}(ga^2/2 + (b-a)a)^{-1} \int_0^a (gr + b - a)B(r)dr, \quad (8)$$

где  $g$  – это безразмерный коэффициент, определяемый геометрией сечения. Отметим, что для рассматриваемых случаев выполняется  $g = a/b$ . При  $g = 1$  и

$a = b$  имеем образец с круговым или квадратным сечением. Случай  $g = 0$  и  $a \ll b$  соответствует плоской пластине. Далее будем рассматривать цилиндрический образец с радиусом  $R$ , так что  $a = b = R$ .

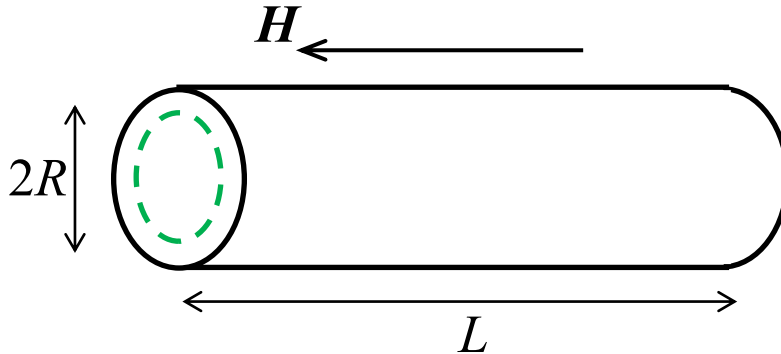


Рис. 5. Образец, рассматриваемый в модели.

В модели критического состояния распределения плотности потока  $B$  внутри образца определяются уравнением:

$$dB/dr = \pm \mu_0 j_c(B), \quad (9)$$

где  $j_c$  – это локальная плотность критического тока. Граничное условие для уравнения (9) – это  $B = \mu_0 H$  на поверхности  $r = R$ . Согласно подходу [98,186,187], решение уравнения (9) можно записать в виде:

$$B = F^{-1}(F(B_0) + \mu_0 j_0 (R - r - r_0)), \quad (10)$$

где значения величин  $B_0, j_0, r_0$  зависят от предыстории (Таблица 1), функция  $F(B)$  определяется как  $F(B) = \int_0^B j_{c0}/j_c(B')dB'$ , а  $F^{-1}$  – это ее обратная функция,  $j_{c0}$  – это значение  $j_c(B)$  в  $B = 0$ . Выбор используемой зависимости  $j_c(B)$  рассматривается ниже (раздел 2.1.2). Функции  $F(B)$  и  $F^{-1}(B)$  нечетные, то есть  $F(-B) = -F(B)$  и  $F^{-1}(-B) = -F^{-1}(B)$ . Константы интегрирования выбираются так, чтобы при  $r = R - r_0$  выполнялось  $B = B_0$ .

В расширенной модели критического состояния в сверхпроводящем образце выделяются приповерхностную и внутреннюю области, обладающие разными магнитными свойствами. На Рис. 6 показаны распределения магнитного потока в цилиндрическом образце, находящемся во внешнем

магнитном поле  $H$ , согласно расширенной модели критического состояния. В приповерхностной области глубиной  $l_s$  (участок АВ на Рис. 6) значения  $B(r)$  всегда убывают от  $\mu_0 H$  до некоторой величины  $B_s(H)$  при удалении от поверхности, то есть с уменьшением  $r$  от  $R$  до  $R - l_s$ . Ослабление поля в приповерхностном слое вызвано циркулирующим током, зависящим от поля, с плотностью  $j_s(B)$ .

Таблица 1. Граничные условия для участков  $B(r)$

	$B_0$	$r_0$	$j_0$
АВ	$\mu_0 H$	0	$-j_{s0}$
BC	$B_s(H)$	$l_s(H)$	$-j_{c0}$
BD	$B_s(H)$	$l_s(H)$	$j_{c0}$
DE	$B_s(H_m)$	$l_s(H)$	$-j_{c0}$
CF	$B_s(H)$	$l_s(H)$	$-j_{c0}$
FG	$-B_s(H_m)$	$l_s(H)$	$j_{c0}$

Во внутренней области образца (от  $r = 0$  до  $r = R - l_s$ ) распределение  $B(r)$  вычисляется по модели критического состояния. Профиль  $B(r)$  определяется плотностью критического тока  $j_c(B)$ . Граничные поля внутренней области – это поле  $B_s(H)$  на границе между внутренней и приповерхностной областями и поле на оси образца  $B_c(H)$ , которое зависит от предыстории намагничивания. Таблица 1 содержит граничные условия для участков  $B(r)$  в зависимости от предыстории. Значение  $B_s(H)$  определяется из уравнения (10), как точка участка АВ для  $r = R - l_s$ , то есть  $B_s(H) = F^{-1}(F(\mu_0 H) - \mu_0 j_{s0} l_s(H))$ . Величина  $B_s(H_m)$  – это поле на границе между внутренним объемом и приповерхностной областью при  $H = H_m$ .

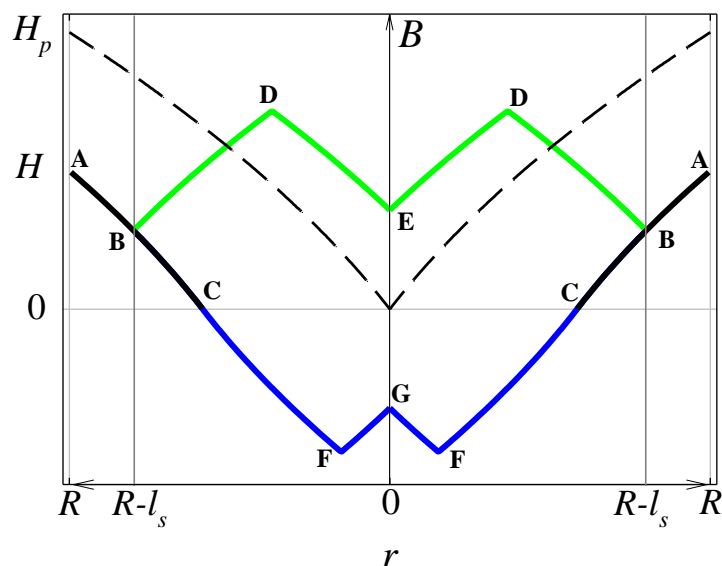


Рис. 6. Распределение плотности магнитного потока в цилиндрическом образце.

При начальном намагничивании (участок BC на Рис. 6) значения  $B(r)$  убывают от  $B_s(H)$  до  $B_c(H)$  при уменьшении  $r$  от  $R - l_s$  до 0. Пока  $H \leq H_p$ , где  $H_p$  – это поле полного проникновения, магнитная индукция на оси образца  $B_c(H)$  равна 0. При  $H > H_p$  значения  $B_c(H)$  больше нуля и увеличиваются с ростом  $H$  (точка E на Рис. 6). Когда внешнее поле  $H$  уменьшается после достижения некоторого максимального значения  $H_m$ , во внутренней области образца остается захваченный магнитный поток (участок BDE на Рис. 6). Этот захваченный магнитный поток приводит к наблюдаемому гистерезису намагниченности сверхпроводника. Участок CFG на Рис. 6 соответствует распределению потока после достижения внешним полем значения  $-H_m$ .

На петле гистерезиса намагниченности выделяют три ветви: (i) ветвь начального намагничивания, которой соответствует участок ABC на Рис. 6, возникает при увеличении  $H$  от 0 до  $H_m$ ; (ii) ветвь  $M_\downarrow(H)$ , которой соответствует профиль ABDE на Рис. 6, образуется при уменьшении  $H$  от  $H_m$  до 0 (симметричная ветвь образуется при изменении  $H$  от  $-H_m$  до 0); (iii) ветвь  $M_\uparrow(H)$ , которой соответствует профиль ABCFG на Рис. 6, образуется при увеличении  $H$  от 0 до  $H_m$  после изменения поля от 0 до  $-H_m$  и обратно до

0 (симметричная ветвь образуется при изменении  $H$  от 0 до  $-H_m$ ). Если влияние приповерхностного слоя пренебрежимо мало, то петля гистерезиса симметрична относительно оси  $H$  в широком диапазоне полей. Это можно выразить, как  $M\downarrow(H) \approx -M\uparrow(H)$  при  $H_p < H \ll H_{c2}$ . При учете поверхностного слоя выполняется неравенство  $M\downarrow(H) < -M\uparrow(H)$ , что приводит к наблюдаемой асимметрии петли гистерезиса намагниченности относительно оси  $H$ .

На Рис. 7 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/м<sup>2</sup>. Ширина намагниченности  $\Delta M$  пропорциональна произведению  $j_{c0}R$  (ось  $M$  на Рис. 7 нормирована на  $j_{c0}R$ ). С уменьшением  $R$  и, соответственно, с увеличением  $l_{s0}/R$  наблюдается увеличение асимметрии петли относительно оси  $H$  ( $M = 0$ ). Также, при уменьшении  $R$  происходит уменьшение поля полного проникновения  $H_p$ , определяемого по точке слияния участка начального намагничивания с ветвью  $M\uparrow(H)$ .

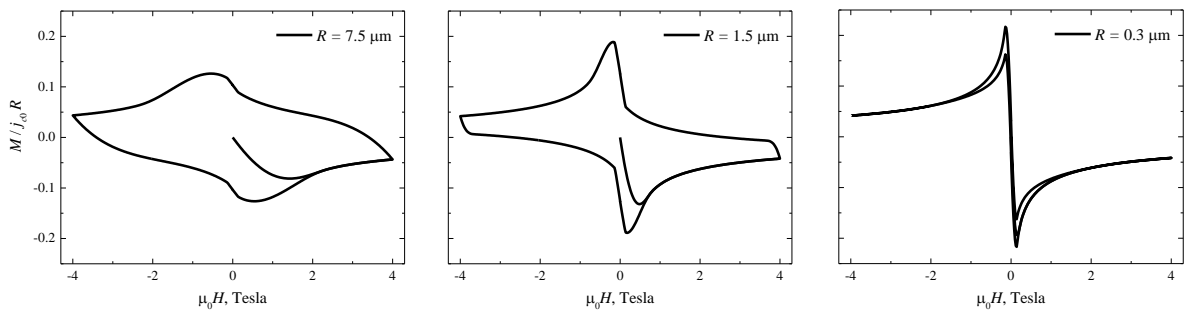


Рис. 7. Изменение формы петли гистерезиса намагниченности при уменьшении  $R$ .

В предыдущих работах [118,119,128–134], посвященных расширенной модели критического состояния, значение глубины поверхностного слоя  $l_s$  принималось равным  $\lambda(T)$  и предполагалось, что  $R \gg \lambda(T)$ . В перечисленных работах асимметрия петли относительно оси  $M = 0$  зависела от соотношения первого критического поля и поля полного проникновения. Так же



асимметрию можно было определить через отношение  $j_s/j_c$ . В представленной версии РМКС принимается  $j_s(B) = j_c(B)$ , что позволяет уменьшить число параметров модели. Одновременно в представленной модели устанавливается, что величина  $l_s$  включает в себе вклады от всех процессов, влияющих на асимметрию петли гистерезиса намагниченности. Тогда вся неравновесная намагниченность соотносится только с током, циркулирующим во внутренней части образца, а равновесная намагниченность определяется током, циркулирующим в приповерхностной области с глубиной  $l_s$ . Образцы с различной асимметрией петель намагниченности характеризуются различными значениями отношения  $l_s/R$ . Такой подход упрощает сравнение образцов, а также облегчает определение поля полного проникновения. Также, этот подход приводит к соотношению Бина (1), связывающему плотность критического тока с неравновесной намагниченностью.

### 2.1.2. Зависимости плотности критического тока от магнитного поля

Для описания петли гистерезиса намагниченности необходимо выбрать подходящую зависимость  $j_c(B)$ . Поведение намагниченности требует, чтобы зависимость  $j_c(B)$  убывала от  $j_{c0}$  до 0 при увеличении поля  $B$  от 0 до второго критического поля сверхпроводника  $B_{c2} = \mu_0 H_{c2}$ . Монотонное уменьшение  $j_c(B)$  может искажаться при пик-эффекте (см. раздел 2.1.5).

Для вычисления петель намагниченности были протестированы различные зависимости  $j_c(B)$ , описанные в разделе (1.3.2). Приемлемое согласие между рассчитанными кривыми  $M(H)$  и экспериментальными петлями в широком интервале полей достигается только при использовании зависимости (6). В работе автора [306] была предложена модификация выражения (6). Предложенная зависимость объединяет формулу Ирэ - Ямафуджи и экспоненциальную зависимость:

$$j_c(B) = \frac{j_{c0}}{(|B|/B_0)^\alpha + \exp(|B|/B_1)}, \quad (11)$$

где коэффициент  $B_0$  управляет изменением  $j_c$  в малых полях, коэффициент  $B_1$  управляет изменением  $j_c$  в больших полях,  $\alpha$  – это безразмерный индекс,  $0 \leq \alpha \leq 1$ . Такая зависимость позволяет достичь отличного согласия между рассчитанными кривыми  $M(H)$  и экспериментальными петлями в широком интервале полей. Кроме того, для функции  $F(B)$  с зависимостью (11) может быть получено аналитическое выражение:  $F(B) = B_0(|B|/B_0)^{\alpha+1}/(\alpha+1) + B_1 \exp(|B|/B_1) - B_1$ . Однако зависимость (11) не вполне удобна для анализа зависимостей  $F_p(H)$ . В работе [307], автор предложил новую зависимость, удобную для анализа зависимостей  $F_p(H)$ :

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

$$j_c(B) = 0 \quad \text{для } |B| > B_{c2}(T). \quad (12)$$

Такая зависимость  $j_c(B)$  тоже успешно описывает поведение во всем интервале полей. Функция (12) – это общая форма зависимости Кима (при  $\alpha = 1$ ) и экспоненциальной зависимости (при  $B/B_0 \ll 1$ ). Как будет показано ниже (Раздел 2.1.5), скейлинговое соотношение [147] выполняется при использовании функции (12).

### 2.1.3. Поле полного проникновения и поле в центре образца

Поле полного проникновения  $H_p$  выражается из уравнения (10) как  $H_p = F^{-1}(\mu_0 j_{c0} R) / \mu_0$ . Значения  $H_p$  всегда меньше или равны  $j_{c0} R$ , равенство  $H_p = j_{c0} R$  выполняется в пределе модели Бина, то есть когда изменение  $j_c$  с полем пренебрежимо мало. Аналитические выражения для  $H_p$  могут быть получены для простых зависимостей  $j_c(B)$ . При  $B_0 \ll \mu_0 j_{c0} R$ , используя приближенное выражение для  $F^{-1}(B)$ , находим  $H_p \approx B_0 (\mu_0 j_{c0} R / B_0)^{1/(\alpha+1)} (\alpha+1)^{1/(\alpha+1)}$ .

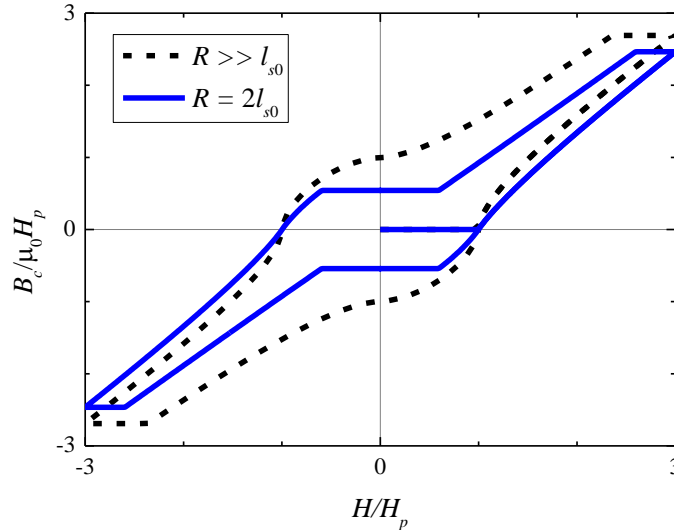


Рис. 8. Магнитная индукция  $B_c$  в центре образца.

Магнитная индукция в центре образца  $B_c$  также определяется из уравнения (10) при выборе  $r = 0$ . Значение  $B_c$  связано с замороженным в образце потоком. На Рис. 8 показаны зависимости  $B_c(H)$  для массивного образца ( $R \gg l_{s0}$ ) и для образца с меньшим диаметром ( $R = 2l_{s0}$ ). Зависимости  $B_c(H)$  демонстрируют гистерезис [308]. Для массивных образцов выполняется  $B_c = \mu_0 H_p$  при  $H = 0$ . При уменьшении размеров образца захваченное поле в центре образца меньше  $\mu_0 H_p$ , то есть  $B_c(0)$  уменьшается с увеличением  $l_s/R$ .

#### 2.1.4. Влияние приповерхностной области на плотность критического тока и плотность силы пиннинга

Асимметрия петли гистерезиса намагниченности увеличивается с ростом температуры и магнитного поля. Также изменяется значение глубины поверхностной области  $l_s$ . Экспериментальные петли гистерезиса намагниченности хорошо описываются уже при использовании простой линейной зависимости  $l_s(H) = l_{s0} (1 + |H|/H_s)$ , где параметр  $H_s$  определяет увеличение  $l_s$  при росте внешнего поля. Лучшее согласие достигается при использовании следующей феноменологической зависимости:

$$l_s(H) = R - (R - l_{s0}) \left(1 - \frac{|H|}{H_{irr}}\right)^m \text{ при } |H| \leq H_{irr}, \quad (13)$$

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

где  $l_{s0}$  – это величина  $l_s$  при  $H = 0$ ,  $H_{irr}$  – это поле необратимости,  $m$  – это безразмерный параметр,  $0 \leq m \leq 1$ . Для достаточно массивных образцов можно принять  $l_s = \lambda$ . Уравнение (13) согласуется с предлагаемыми в литературе зависимостями  $\lambda(H)$  [309].

Вихри Абрикосова не пиннингуются в приповерхностном регионе [42,45], поэтому приповерхностный слой глубиной  $l_s$  не участвует в переносе сверхтока через образец. Макроскопическая плотность критического тока  $J_c$  зависит от отношения  $l_s/R$ . Эта зависимость выражается как

$$J_c(H) = J_{cb}(H) (1 - l_s(H)/R)^n, \quad (14)$$

где  $J_{cb}$  – это плотность критического тока образца с размером  $R \gg l_s$ ,  $n$  – это индекс, зависящий от геометрической формы образца ( $n = 3$  для цилиндра, соосного внешнему магнитному полю, и  $n = 2$  для тонкой пластины, параллельной внешнему магнитному полю). Зависимость  $J_{cb}(H)$  совпадает с полевой зависимостью локальной плотности критического тока  $j_c(B)$  вблизи поверхности образца, то есть при  $B = \mu_0 H$ . Выразив  $J_c$  в  $H = 0$  как  $J_{c0} = j_{c0} (1 - l_{s0}/R)^n$  и используя (13), получаем зависимость  $J_c(H)$  в следующем виде:

$$J_c(H) = J_{c0} \frac{1 - (|H|/H_{c2})^\alpha}{1 + (|H|/H_0)^\alpha} (1 - |H|/H_{irr})^\beta \text{ при } |H| \leq H_{irr},$$

$$J_c(H) = 0 \text{ при } |H| > H_{irr}, \quad (15)$$

где  $H_0 = B_0/\mu_0$  и  $\beta$  – это положительный индекс,  $\beta = nm$ . Функция (15) стремится к 0 при приближении  $H$  к  $H_{irr}$ . Соответственно функция (15) убывает быстрее, чем зависимость  $J_{cb}(H)$ , соответствующая уравнению (12). Формула (15) прекрасно описывает экспериментальные зависимости  $J_c(H)$  без пик-эффекта, известные по литературным данным.

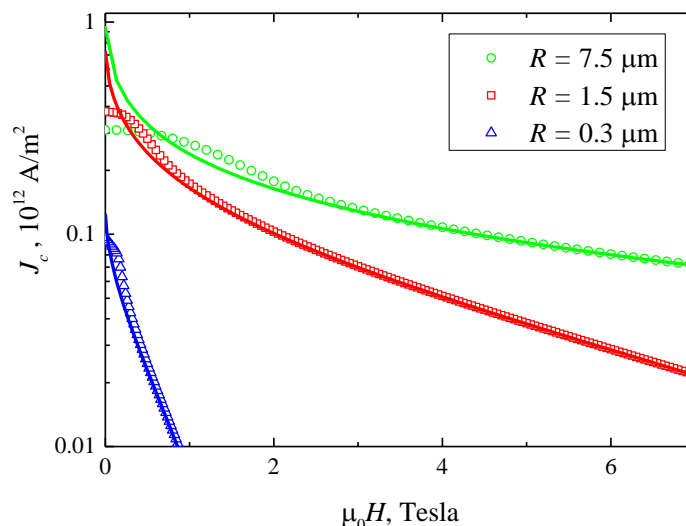


Рис. 9. Зависимость макроскопической плотности критического тока от магнитного поля.

На Рис. 9 показаны зависимости  $J_c(H)$ , вычисленные по формуле (15) с такими же параметрами, как и петли гистерезиса намагниченности из Рис. 7 ( $j_{c0} = 10^{12} \text{ A/m}^2$ ,  $\alpha = 0.65$ ,  $m = 1$ ,  $B_0 = 0.2 \text{ Тл}$ ,  $B_{c2} = 100 \text{ Тл}$ ,  $l_{s0} = 150 \text{ нм}$ ,  $H_{\text{ит}} \sim (R/l_{s0} - 1)$ ,  $\beta = 3$ ). Также на Рис. 9 символами показаны зависимости  $J_c(H)$ , определенные из петель намагниченности (Рис. 7) с помощью формулы Бина (1). Из рисунка видно, что зависимости  $J_c(H)$ , вычисленные по (15), совпадают с данными, полученными из петель намагниченности  $M(H)$ . Как показали тестовые вычисления различных петель намагниченности, хорошее согласие выполняется для любых значений  $R$ . Как уже указывалось в разделе 1.2.2, значения  $J_c$ , определяемые с использованием формулы Бина, занижены в малых полях  $H < H_p$ . Из-за этого кривые  $J_c(H)$ , полученных по формуле Бина, имеют характерное плато в малых полях. Как видно из Рис. 9, вычисленные по формуле (15) зависимости  $J_c(H)$  не имеют в малых полях плато и могут использоваться для более точной оценки  $J_c$ .

Причина количественного согласия между зависимостями, полученными по модели Бина и по РМКС, заключается в одинаковом влиянии приповерхностного региона на макроскопическую плотность

критического тока и на необратимую намагниченность, вместе с  $\Delta M(H)$ . Зависимость  $J_c(H)$  у образца с меньшими размерами убывает быстрее, чем у большего образца. Также  $\Delta M(H)$  образца с меньшими размерами убывает быстрее, чем  $\Delta M(H)$  большего образца. Численные вычисления показывают, что обе зависимости  $J_c(H)$  и  $\Delta M(H)$  изменяются синхронно и становятся равными 0 при  $H \geq H_{irr}$ .

Зависимость плотности силы пиннинга от приложенного магнитного поля определяется как  $F_p(H) = \mu_0 H \cdot J_c(H)$ . При условии  $H \gg H_0$  и  $H \ll H_{c2}$ , получаем из (15) следующее выражение:

$$F_p(H) \approx \mu_0 J_{c0} H_0 \left( \frac{|H|}{H_0} \right)^{1-\alpha} \left( 1 - \frac{|H|}{H_{irr}} \right)^\beta . \quad (16)$$

Этот результат совпадает с известной скейлинговой формулой (3), при  $p = 1 - \alpha$  и  $q = \beta$ . Максимум зависимости  $F_p(H)$  расположен в поле  $H_{peak} = h_0 H_{irr}$ , где  $h_0 = p/(p + q)$ . Отсюда можно выразить

$$\alpha = 1 - \frac{\beta}{1/h_0 - 1}. \quad (17)$$

Значения  $H_{peak}$  и  $H_{irr}$  легко определяются на кривой  $F_p(H)$ , построенной из данных  $J_c(H)$ , что позволяет найти соответствующее значение  $h_0$  и определить значение  $\alpha$  с помощью (17).

Необходимо отметить, что выражение (17) может быть получено и при использовании функции (4) вместо (15). Однако, индекс  $p$  в скейлинговой формуле (3) обычно меньше 1 [310], так что  $\alpha$  тоже меньше 1. При условии  $\alpha < 1$ , функция (15) подгоняет экспериментальные данные лучше, чем функция (4). Таким образом, именно формула (15) рекомендуется для описания зависимостей  $j_c(B)$ .

### 2.1.5. Пик-эффект

Пик-эффект может возникать на асимметричных петлях намагниченности. Описание асимметричных петель с пик-эффектом в рамках

РМКС возможно при использовании модифицированной полевой зависимости  $j_c(B)$ , аналогично подходу [225]. В работах автора вместо выражения (7) использовалась следующая полевая зависимость плотности критического тока при пик-эффекте [311,312]:

$$j_c(B) = j_{c,0}(B) (1 + A f_{\text{peak}}(B)), \quad (18)$$

где  $A$  – это высота пика,  $A = a j_{c0} / j_{c,0}(B_{\text{peak}})$ . В такой записи пик отмечается от невозмущенной зависимости  $j_{c,0}(B)$ .

При использовании в качестве  $f_{\text{peak}}(B)$  функции Гаусса или Лоренца нарушается условие  $j_c(B) = j_{c0}$  в  $B = 0$ . Для описания пика были предложены эмпирические функции, позволяющие соблюсти – это условие:

$$f_{\text{peak}}(B) = \frac{|B|}{B_{\text{peak}}} \exp\left(-\frac{(|B| - B_{\text{peak}})^2}{2 B_w^2}\right), \quad (19)$$

$$f_{\text{peak}}(B) = \exp\left(-\frac{(\ln |B|/B_{\text{peak}})^2}{2(B_w/B_{\text{peak}})^2}\right). \quad (20)$$

Пик характеризуется полем максимума  $B_{\text{peak}}$ , шириной  $B_w$  и высотой  $A$  относительно невозмущенной зависимости  $j_{c,0}(B)$  в  $B = B_{\text{peak}}$ .

В применяемой версии РМКС используется одинаковая зависимость  $j_c(B)$  для приповерхностного слоя и внутренней области. Это приводит к уменьшению асимметрии рассчитанных петель в интервале полей, соответствующих пик-эффекту. Однако сравнение рассчитанных зависимостей  $M(H)$  с экспериментальными петлями намагниченности различных сверхпроводников показало, что асимметрия петель относительно оси  $H$  не изменяется при пик-эффекте. Следовательно, в приповерхностном слое ток при пик-эффекте не растет. Для достижения согласия с экспериментальными данными вводилось уменьшение глубины приповерхностной области в области пик-эффекта, также описываемое функциями (19) или (20), компенсирующее изменение асимметрии [311].

Функция  $f_{\text{peak}}(B)$  обеспечивает как растущий участок немонотонной зависимости  $j_c(B)$  при пик-эффекте, так и спадающий участок пика. В то же время невозмущенной зависимости  $j_{c,0}(B)$  достаточно для описания спадающей части кривой  $j_c(B)$ . Таким образом, для описания пика можно использовать неубывающую функцию, с быстрым ростом на некотором интервале, например логистическую функцию. На Рис. 10 показаны зависимости  $j_c(B)$ , вычисленные с функцией Гаусса и с логистической функцией для  $f_{\text{peak}}(B)$ . Полученные кривые демонстрируют одинаковое поведение.

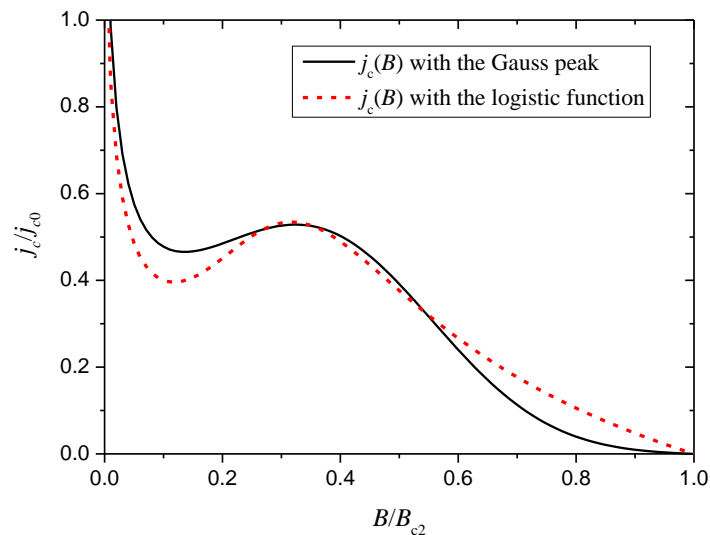


Рис. 10. Сравнение функции Гаусса и логистической функции как источника пика на зависимости  $j_c(B)$ .

Логистическая функция является частью сигмоидной функции Больцмана, используемой для описания изменения параметров системы при фазовом переходе [313–316]. В настоящее время в качестве основной причины пик-эффекта в ВТСП рассматривается переход из упорядоченной в разупорядоченную фазу двумерной вихревой решетки [214–216]. Упорядоченная фаза вихревой решетки характеризуется меньшими значениями  $j_{c0}$  и  $B_{c2}$ , чем разупорядоченная фаза. Введем индекс  $i = 1$  для параметров упорядоченной фазы и  $i = 2$  для параметров разупорядоченной



фазы, реализующейся в больших  $H$ . Переход из упорядоченного в разупорядоченное состояние описывается следующей функцией Больцмана [317]:

$$j_c(B) = j_{c,1}(B) + \frac{j_{c,2}(B) - j_{c,1}(B)}{1 + \exp(-(|B| - B_{tr0})/B_{w0})}, \quad (21)$$

Переход между фазами характеризуется центральным полем  $B_{tr0}$  и шириной  $B_{w0}$ . Глубина равновесной области при переходе порядок-беспорядок описывается такой же функцией:

$$l_s(H) = l_{s,1}(H) + \frac{l_{s,2}(H) - l_{s,1}(H)}{1 + \exp(-(|H| - H_{tr0})/H_{w0})}, \quad (22)$$

где  $H_{tr0} = B_{tr0}/\mu_0$ ,  $H_{w0} = B_{w0}/\mu_0$ . При этом  $l_{s,2}/l_{s,1} = j_{c,1}/j_{c,2}$ . Подставляя функции (21) и (22) в (14), получим выражение для полевой зависимости плотности макроскопического критического тока при пик-эффекте:

$$J_c(H) = J_{c,1}(H) + \frac{J_{c,2}(H) - J_{c,1}(H)}{1 + \exp(-(|H| - H_{tr})/H_w)}, \quad (23)$$

где  $J_{c,i}(H) = J_{cb,i}(H) (1 - l_{s,i}(H)/R)^n$ ,  $i = 1, 2$ ,  $H_w \approx H_{w0}$ . Середина перехода располагается в поле  $H = H_{tr}$ , несколько большем, чем  $H_{tr0}$ .

В некоторых случаях появление пик-эффекта может быть связано с электромагнитной гранулярностью в образце, сопровождающейся циркуляцией тока на разных масштабах [206,207,209]. При фазовом расслоении в сверхпроводнике также может происходить изменение масштаба циркуляции токов. В случае фазового расслоения число и размеры сверхпроводящих областей в образце зависят от внешних условий (температуры, магнитного поля). Изменение объемной доли  $P_s$  и размера  $R$  сверхпроводящих кластеров при увеличении магнитного поля также можно описать функцией Больцмана [312,317]. Пик-эффект также описывается функцией Больцмана (23) с  $J_{c,i}(H) = P_{s,i}(H) J_{cb}(H) [1 - l_s(H)/R_i(H)]^n$ ,  $i = 1, 2$ .

Таким образом, функция Больцмана описывает пик-эффект, вызванный как фазовым переходом вихревой решетки, так и фазовым расслоением.

Установление причины пик-эффекта требует дополнительного анализа температурной эволюции пика на петлях намагниченности.

Для вычисления петель намагниченности с использованием уравнений (21) и (22) необходимо оценить значения  $j_{c,1}$ ,  $l_{s,1}$  и  $j_{c,2}$ ,  $l_{s,2}$  в нулевом поле. Эти параметры зависят от значения ширины перехода  $B_{w0}$ , которое взаимно определяется через эти параметры. Таким образом,  $j_{c,2}(0)$ ,  $j_{c,1}(0)$  и  $B_{w0}$  не удастся определить без дополнительных данных или допущений. В тоже время, из петли гистерезиса намагниченности можно оценить значение  $j_c$  в нулевом поле, соответствующее полной плотности критического тока в формуле (21). Это значение  $j_c(0) = j_{c0}$  является комбинацией величин  $j_{c,1}(0)$  и  $j_{c,2}(0)$ . Также из петли гистерезиса намагниченности оценивается параметр  $A = j_{c,2}(0)/j_{c0}$ . Для того чтобы использовать оцениваемый параметр  $j_{c0}$ , удобно заменить функцию Больцмана похожей сигмоидной функцией, которая равна 0 в  $B = 0$ . В работах [312,317] предложено использовать функцию  $S(B) = 1/(1 + |B/B_{tr0}|^{-B_{tr0}/B_{w0}})$ . Такая сигмоидная функция принимает значения  $S = 0$  в  $B = 0$ ,  $S = 0.5$  в  $B = B_{tr0}$  и  $S(B)$  приближается к 1 при  $B \gg B_{tr0}$ . Кривые, рассчитанные с предложенной сигмоидной функцией и с функцией Больцмана, различаются лишь незначительно. Пик-эффект при фазовом переходе порядок-беспорядок описывается следующими функциями:

$$j_c(B) = j_{c,0}(B) \left( 1 + \frac{A - 1}{1 + |B_{tr0}/B|^{B_{tr0}/B_{w0}}} \right), \quad (24)$$

$$l_s(H) = l_{s,0}(H) \left[ \frac{\left( \frac{1}{A} - 1 \right) \left( 1 - \frac{R}{l_{s,0}(H)} \frac{H}{H_{irr}} \right)}{1 + |H_{tr0}/H|^{H_{tr0}/H_{w0}}} \right]. \quad (25)$$

Плотность макроскопического критического тока при пик-эффекте как из-за фазового перехода вихревой решетки, так и из-за фазового расслоения описывается функцией:

$$J_c(H) = J_{c,0}(H) \left( 1 + \frac{A_J - 1}{1 + |H_{tr}/H|^{H_{tr}/H_w}} \right), \quad (26)$$

где  $A_J = A[(R - l_{s0}/A)/(R - l_{s0})]^n$ ,  $H_{tr} \approx H_{tr0} (R - l_{s0}/A)/(R - l_{s0})$ ,  $H_w = H_{w0} H_{tr}/H_{tr0}$ .

На Рис. 11а приведены петли гистерезиса намагниченности, рассчитанные с разными значениями глубины равновесного слоя  $l_{s0}$  для случая перехода порядок-беспорядок. При вычислениях использовались следующие значения:  $A = 15$ ,  $H_{tr0} = 0.01H_{c2}$ ,  $H_{w0} = 0.5H_{tr0}$ . Значения  $H_{irr}$  зависели от отношения  $l_{s0}/R$ :  $H_{irr} = 0.302H_{c2}$  для  $l_{s0} = R/30$ ,  $H_{irr} = 0.1H_{c2}$  для  $l_{s0} = R/10$  и  $H_{irr} = 0.029H_{c2}$  для  $l_{s0} = R/3$ . Вторичный пик на петлях намагниченности представлен как на ветви  $M\uparrow(H)$ , так и на ветви  $M\downarrow(H)$ . Петля гистерезиса намагниченности для большего значения  $l_{s0}/R$  имеет более выраженную асимметрию относительно оси  $H$  и менее проявленный вторичный пик на обратной ветви  $M\downarrow(H)$ . Полевые зависимости макроскопической плотности критического тока, соответствующие представленным петлям гистерезиса намагниченности, показаны на Рис. 11б. 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  $l_{s0}/R$ .

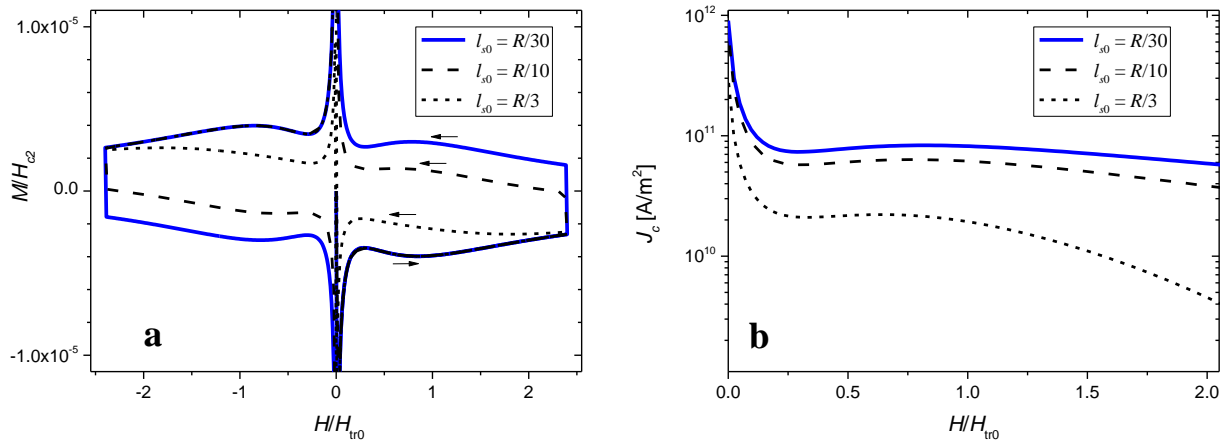


Рис. 11. Петли гистерезиса намагниченности (а) и зависимости плотности критического тока от магнитного поля (б), вычисленные для разных значений  $l_{s0}$ . Стрелки на Рис. 11а показывают направление изменения магнитного поля.

Управление пик-эффектом может быть желательно для практических применений. Положение и высота вторичного пика на кривой  $J_c(H)$  зависят от температуры  $T$  и циркуляционного радиуса  $R$  [140,224,318]. В наночастицах, тонких пленках и поликристаллических образцах с малым размером гранул положение вторичного пика сдвинуто к  $H = 0$ , а его высота мала. В результате, для таких образцов пик-эффект не наблюдается [225]. Также ожидается, что высота и положение вторичного пика зависят от угла между направлением внешнего магнитного поля и кристаллографическими осями анизотропного сверхпроводника.

## **2.2. Применение модели к анализу петель гистерезиса намагниченности**

### *2.2.1. Поликристаллические сверхпроводники*

Точный расчет намагниченности поликристаллических сверхпроводников включает большое число участвующих процессов и параметров и может быть чрезвычайно сложным, например [319]. На вид петли гистерезиса намагниченности влияют пористость образца, наличие магнитных включений, распределение параметров гранул, их взаимная ориентация и т.д. Примесные диамагнитные, парамагнитные или ферромагнитные фазы, а также собственные структурные дефекты в образцах [320] искажают форму петли. Наличие дополнительных магнитных вкладов приводит к тому, что петля гистерезиса намагниченности имеет наклон и выглядит повернутой по часовой или против часовой стрелки по сравнению с петлей намагниченности «чистого» сверхпроводника. Суммарную намагниченность неоднородного сверхпроводника можно представить как сумму намагниченностей различных вкладов. Это можно выразить как  $M(H) = P_S M_S(H) + (1 - P_S) M_N(H)$ , 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 [186]. С использованием описанной модели (раздел 2.1) были проведены вычисления кривых намагниченности для набора гранул с различными параметрами распределения гранул по размеру (логнормальное распределение, гауссово распределение, 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 набор гранул с одинаковыми размерами и эквивалентный однородный образец с некоторым эффективным радиусом. Значение эффективного радиуса близко к усредненному радиусу гранул в поликристаллическом образце.

Межгранульные токи, циркулирующие через весь образец, дают вклад в намагниченность только в малых полях. В магнитном поле более 0.01 Тл межгранульная циркуляция подавляется [321]. Следовательно, при анализе петель гистерезиса намагниченности, измеренных в полях более 1 Тл, влияние межгранульных токов можно не учитывать.

Таким образом, намагниченность поликристаллического сверхпроводника в больших полях эквивалентна намагниченности одиночного сверхпроводника с циркуляционным радиусом, равным усредненному радиусу гранул. Такой же вывод был получен в работе [322]. Отклонения реальных образцов от рассматриваемого случая изотропного сверхпроводника цилиндрической формы, ориентированного параллельно внешнему магнитному полю, не искажают форму петель намагниченности, но могут влиять на подгоночные значения  $j_c$  и  $R$ .

### 2.2.2. Определение циркуляционного радиуса

В модели критического состояния [16,92] намагниченность сверхпроводника второго рода определяется плотностью критического тока  $J_c$  и циркуляционным радиусом  $R$ . Масштаб циркуляции тока влияет не только на  $\Delta M$ , но и на асимметрию петли гистерезиса намагниченности относительно оси  $H$ . При протекании тока через образец, приповерхностная область не участвует в переносе сверхтока, поэтому усредненная по сечению плотность критического тока зависит от отношения  $l_s/R$  (см. формулу (14)). Влиянием геометрической формы образца на значение показателя степени в формуле (14) при оценке  $R$  пренебрегаем.

Из-за асимметрии петли гистерезиса намагниченности значения  $|M\uparrow(H)|$  больше значений  $|M\downarrow(H)|$  в полях  $|H| \geq H_p$ . Но для сверхпроводника с размером  $R \gg l_s$  петля гистерезиса намагниченности практически симметрична относительно оси  $H$ , и выполняется равенство  $|M\uparrow(H)| = |M\downarrow(H)|$ . Для такого образца можно переписать формулу Бина (1) в виде

$$J_{cb}(H) = 2|M\uparrow(H)|/kR. \quad (27)$$

Подставив выражение (1) для  $J_c(H)$  и выражение (27) для  $J_{cb}(H)$  в формулу (14), получим

$$R = l_s(H) / [1 - (\Delta M(H)/2|M\uparrow(H)|)^{1/3}]. \quad (28)$$

Пропорциональность между  $J_c$  и  $\Delta M$  нарушается вблизи  $H = 0$  [113,114], поэтому определять значения  $\Delta M$  и  $M\uparrow$  необходимо в некотором поле  $H > 0$ . Оптимальный вариант – это поле  $H_p$ , или поле максимального диамагнитного отклика, несколько меньшее  $H_p$ . В итоге, для определения масштаба циркуляции тока предлагается использовать следующее выражение:

$$R = \lambda(T) / [1 - (\Delta M(H_p)/2|M\uparrow(H_p)|)^{1/3}]. \quad (29)$$

Значения  $\lambda = \lambda_0$  вблизи 0 К известны для большинства сверхпроводников. Также  $\lambda$  может быть оценена из обратимого участка петли гистерезиса намагниченности с помощью модели Лондона [323].

Магнитные примеси в образце приводят к наклону петли гистерезиса намагниченности, что влияет на оцененные значения  $R$ . Для улучшения точности добавочные магнитные вклады должны быть предварительно вычтены из петли гистерезиса намагниченности. Пористость образца не влияет на точность определения  $R$ . Формула (29) применима для образцов и гранул с формами, отличающимися от рассматриваемого случая цилиндра, если размагничивающий фактор остается пренебрежимо малым.

Отметим, что грубая оценка  $R$  может быть получена сразу из петли гистерезиса намагниченности. Заметная асимметрия петли относительно оси  $H$  наблюдается при  $l_s/R > 0.1$ . Таким образом, при выраженной асимметрии петли гистерезиса намагниченности можно оценить  $R < 10\lambda$ . Данная оценка не выполняется для чистых, бездефектных сверхпроводников. Для чистых материалов значение  $l_s$  может значительно превышать  $\lambda$ . В таких материалах отсутствуют центры пиннинга для закрепления вихрей Абрикосова. Зависимости намагниченности бездефектных сверхпроводников могут не иметь гистерезиса даже для образцов с большими размерами.

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. Сравнение параметров различных сверхпроводников из измерений, проведенных на поликристаллических и монокристаллических материалах, возможно при использовании формулы (1) вместе с оценочной формулой (29) для  $R$  [324,325].

### 2.2.3. *Протокол*

Для анализа петли гистерезиса намагниченности сверхпроводника предлагается выполнение нескольких последовательных этапов.

1) Если экспериментальная петля гистерезиса намагниченности имеет добавочные магнитные вклады от несверхпроводящих фаз, то необходимо отфильтровать эти вклады и получить магнитный гистерезис сверхпроводящей фазы  $M_S(H)$ . В полученной зависимости  $M_S(H)$  значения  $M$  будут стремиться к 0 при увеличении  $H$  до  $H_{c2}$ .

2) Оцениваются параметры  $H_p$ ,  $H_{\text{ит}}$  и  $H_{c2}$ , если позволяет достигнутая величина  $H_{\text{max}}$ . Поле  $H_p$  находится как точка слияния участка начального намагничивания и ветви  $M\uparrow(H)$ . Поле  $H_{\text{ит}}$  определяется как значение  $H$ , выше которого петля становится обратимой. Величина  $H_{c2}$  определяется как поле, при котором зависимость  $M_S(H)$  пересекается с осью  $H$ .

3) Определяется циркуляционный радиус  $R$  (см. раздел 2.2.2).

4) Из петли гистерезиса намагниченности строится кривая  $\Delta M(H)$ , затем зависимости  $J_c(H)$  (по формуле (1)) и  $F_p(H)$ .

5) Из зависимости  $F_p(H)$  уточняются значения  $H_{\text{ит}}$ . По формуле (17) оценивается показатель  $\alpha$ .

6) Используя значение  $H_{\text{ит}}$ , строится зависимость  $l_s(H)$  (формула (13)).

7) Оцениваются параметры зависимости  $J_{cb}(H)$  и соответствующей зависимости  $j_c(B)$  (см. формулы (11), (12)). Значение  $j_{c0}$  по порядку величины сравнимо с значением отношения  $H_p/R$ .

8) По формуле (8) рассчитывается зависимость  $M(H)$  и сопоставляется с экспериментальной петлей гистерезиса. Параметры зависимостей  $j_c(B)$  и  $l_s(H)$  подбираются из условия наилучшего согласия вычисляемых зависимостей и экспериментальных петель гистерезиса. При необходимости параметры зависимостей  $l_s(H)$  и  $j_c(B)$  уточняются, подгонка повторяется до приемлемого согласия между экспериментальной петлей гистерезиса намагниченности и рассчитанной зависимостью  $M(H)$ .



### 2.3. Основные результаты

Таким образом, развитая версия расширенной модели критического состояния позволяет строить распределения магнитного потока в образце, рассчитывать кривые намагниченности и определять значения характеристических параметров. Введенный параметр, глубина равновесно намагниченного приповерхностного слоя, позволяет охарактеризовать асимметрию петли гистерезиса намагниченности относительно оси  $H$  и оценить циркуляционный радиус неоднородных сверхпроводников. Расширенная модель критического состояния применима к описанию и анализу петель гистерезиса намагниченности гранулярных сверхпроводников, сверхпроводящих кристаллов и пленок различных размеров. Петли гистерезиса намагниченности успешно описываются с параметрами, соответствующими однородному образцу, эквивалентному усредненной грануле.

Результаты, вошедшие в данную главу, опубликованы в работах [304–308,311,312,317,324–327].

### ГЛАВА 3. ПРИГОТОВЛЕНИЕ И ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ОБРАЗЦОВ

*Всё произошло из праха и всё возвратится в прах.*

*Экклезиаст*

В данной главе описаны методики приготовления исследуемых сверхпроводящих материалов и методы, использованные для исследования свойств образцов.

Для исследуемых образцов в таблицах 1-3 приведены химические формулы, соответствующие номинальному составу, и используемые в работе обозначения. Также приведена критическая температура сверхпроводящего перехода  $T_c$ , определенная из магнитных или резистивных измерений.

Таблица 2. Исследуемые ВТСП со структурой Bi-2223 и Bi-2212.

	<b>Номинальный состав</b>	<b>Обозначение</b>	<b><math>T_c</math> [К]</b>	<b>Примечание</b>
1	$\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	Bi2223_por	110	Пористый Bi-2223
2	$\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	Bi2223_den	110	Плотный Bi-2223
3	$\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	Bi2223_tex	110	Текстурированный Bi-2223
4	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$	Bi2212_nw	74	Полотно из нанонитей Bi-2212
5	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$	Bi2212_wk	91	Вискер Bi-2212

Таблица 3. Исследуемые ВТСП со структурой Y-123.

	<b>Номинальный состав</b>	<b>Обозначение</b>	<b><math>T_c</math> [К]</b>	<b>Примечание</b>
1	$\text{Y}_{0.77}\text{Se}_{0.33}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	Y123_900	91	Y-123
2	$\text{Y}_{0.77}\text{Se}_{0.33}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	Y123_920	91	Y-123
3	$\text{Y}_{0.77}\text{Se}_{0.33}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	Y123_940	91	Y-123

4	$Y_{0.77}Se_{0.33}Ba_2Cu_3O_7$	Y123_960	91	Y-123
5	$Nd(Ba,Nd)_{2.1}Cu_3O_7$	Nd123	92	Nd-123
6	$Eu(Eu,Ba)_{2.125}Cu_3O_7$	Eu123	92	Eu-123
7	$Y_{0.98}Nd_{0.2}Ba_2Cu_3O_7$	Y123(0.02Nd)	92.5	Y(Nd)-123
8	$Y_{0.89}Nd_{0.11}Ba_2Cu_3O_7$	Y123(0.11Nd)	92	Y(Nd)-123
9	$Y_{0.75}Nd_{0.25}Ba_2Cu_3O_7$	Y123(0.25Nd)	92	Y(Nd)-123
10	$YBa_2Cu_3O_7$	Y123(0CuO)	93	Y-123
11	$0.995YBa_2Cu_3O_7 + 0.005CuO$	Y123(0.005CuO)	93	Y-123
12	$0.991YBa_2Cu_3O_7 + 0.009CuO$	Y123(0.01CuO)	93	Y-123
13	$0.982YBa_2Cu_3O_7 + 0.018CuO$	Y123(0.02CuO)	93	Y-123
14	$0.954YBa_2Cu_3O_7 + 0.046CuO$	Y123(0.05CuO)	93	Y-123
15	$0.908YBa_2Cu_3O_7 + 0.092CuO$	Y123(0.1CuO)	93	Y-123
16	$0.861YBa_2Cu_3O_7 + 0.139CuO$	Y123(0.15CuO)	93	Y-123
17	$0.814YBa_2Cu_3O_7 + 0.186CuO$	Y123(0.2CuO)	93	Y-123
18	$0.767YBa_2Cu_3O_7 + 0.233CuO$	Y123(0.24CuO)	93	Y-123
19	$0.622YBa_2Cu_3O_7 + 0.378CuO$	Y123(0.4CuO)	93	Y-123
20	$0.32YBa_2Cu_3O_7 + 0.68CuO$	Y123(0.7CuO)	93	Y-123

Таблица 4. Исследуемые материалы с  $T_c$  менее 40 К.

	<b>Номинальный состав</b>	<b>Обозначение</b>	<b><math>T_c</math> [К]</b>	<b>Примечание</b>
1	$MgB_2$	MgB2(0Co)	39	$MgB_2$
2	$0.995MgB_2 + 0.005Co$	MgB2(0.005Co)	39	$MgB_2$
3	$0.99MgB_2 + 0.01Co$	MgB2(0.01Co)	39	$MgB_2$
4	$0.97MgB_2 + 0.03Co$	MgB2(0.03Co)	39	$MgB_2$
5	$0.95MgB_2 + 0.05Co$	MgB2(0.05Co)	39	$MgB_2$
6	$0.93MgB_2 + 0.07Co$	MgB2(0.07Co)	39	$MgB_2$
7	$0.9MgB_2 + 0.1Co$	MgB2(0.1Co)	39	$MgB_2$
8	$0.8MgB_2 + 0.2Co$	MgB2(0.2Co)	39	$MgB_2$
9	$0.7MgB_2 + 0.3Co$	MgB2(0.3Co)	38	$MgB_2$

10	$0.6\text{MgB}_2 + 0.4\text{Co}$	$\text{MgB}_2(0.4\text{Co})$	38	$\text{MgB}_2$
11	$\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$	ВКВО	31.8	Монокристалл $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$

### 3.1. Синтез

#### 3.1.1. Пористые и текстурированные сверхпроводники на основе $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$

Материалы были приготовлены М.И. Петровым и сотрудниками в лаборатории сильных магнитных полей института физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН. Поликристаллический сверхпроводник номинального состава  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  (Таблица 2, номер 1) был приготовлен из соответствующих оксидов и карбонатов  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{PbO}$ ,  $\text{SrCO}_3$ ,  $\text{CaCO}_3$  по стандартной методике твердофазного синтеза [328]. Далее из смеси размолотого  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  и  $\text{CaCO}_3$  были спрессованы таблетки диаметром 20 мм и высотой 4–5 мм. Отжиг осуществлялся 400 часов при температуре  $820^\circ\text{C}$ . В результате получались высокопористые образцы [329]. Плотность полученных образцов составляла  $2.26\text{ г/см}^3$ , то есть 38 % от теоретической плотности  $\text{Bi-2223}$ .

Из пористого ВТСП  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  готовился материал с нормальной плотностью (Таблица 2, номер 2). Для этого пористый  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  перемалывался и прессовался в таблетки. Затем полученные таблетки дополнительно отжигались 30-50 часов при  $830^\circ\text{C}$ . Плотность полученного материала составила  $5.35\text{ г/см}^3$ , то есть 90 % от теоретической плотности  $\text{Bi-2223}$  ( $5.95\text{ г/см}^3$ ).

Объемная текстурированная ВТСП керамика  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  (Таблица 2, номер 3) была приготовлена из пористого  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  [330]. Пористый материал пропитывался этиловым спиртом и подвергался одноосному прессованию 200-500 МПа при комнатной температуре, после чего помещался в печь при  $70^\circ\text{C}$  в течение 5 часов (для выпаривания

остатков спирта). Затем полученные таблетки дополнительно отжигались 30-50 часов при 830 °С. Плотность полученного материала составила 90 % от теоретической плотности Bi-2223.

### *3.1.2. Полотно из нанонитей и вискеры $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$*

Полотно (nonwoven fabric, spunbond) из нанонитей  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  изготавливалось методом электропрядения (electrospinning) [331,332] в университете Саарланда, Германия (Таблица 2, номер 4). Приготавливался водный раствор поливинилпиролонда, ацетата Bi, гидроксида ацетата Sr, гидроксида ацетата Ca и моногидрата Cu, взятых в молярном соотношении Bi:Sr:Ca:Cu = 1:1:1:2. При электропрядении происходил отжиг и образование нанонитей, формирующих войлокоподобное полотно. В заключение, полотно выдерживалось при 800 °С в атмосфере чистого  $\text{O}_2$ . Материал имеет высокопористую структуру, плотность материала всего лишь 0.05 г/см<sup>3</sup> (0.72 % теоретической плотности Bi-2212).

Монокристаллические вискеры  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  были выращены в университете г. Малатья, Турция [333] (Таблица 2, номер 5). На первом этапе смесь  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SrCO}_3$ ,  $\text{CaCO}_3$  и  $\text{CuO}$ , соответствующая номинальному составу  $\text{Bi}_3\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ , расплавлялась при нагревании до 1150 °С. Расплав выливался между двумя холодными медными пластинами. При быстром охлаждении расплава получались аморфные пластины толщиной ~1.5 мм. Рост вискеро́в происходил при нагреве аморфных пластин в трубчатой печи (850 °С в течение 120 часов).

### *3.1.3. Поликристаллические образцы со структурой Y-123*

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  $\text{Eu}(\text{Eu},\text{Ba})_{2.125}\text{Cu}_3\text{O}_7$  (Таблица 3, номера 1-6) были синтезированы в университете г. Малатья, Турция [334–336]. Образцы синтезировались по стандартной керамической технологии. Поликристаллические

сверхпроводники были приготовлены из соответствующих оксидов и карбонатов  $Y_2O_3$ ,  $Nd_2O_3$ ,  $SeO_2$ ,  $Eu_2O_3$ ,  $BaCO_3$ ,  $CuO$ . При приготовлении образцов, смесь исходных компонентов подвергались отжигу при  $900\text{ }^\circ\text{C}$  в течение 24 часов с промежуточными помолами. Полученные материалы прессовались в таблетки и подвергались окончательному отжигу в течение 24 часов.  $Nd(Ba,Nd)_{2.1}Cu_3O_7$  и  $Eu(Eu,Ba)_{2.125}Cu_3O_7$  отжигались при различных температурах от  $880$  до  $1120\text{ }^\circ\text{C}$ . Исследования магнитных свойств проводилось на образцах, отожжённых при  $1020\text{ }^\circ\text{C}$ . Для материала с номинальным составом  $Y_{0.77}Se_{0.33}Ba_2Cu_3O_7$  исследования магнитных свойств проводилось на образцах, отожжённых при  $900$ ,  $920$ ,  $940$ ,  $960\text{ }^\circ\text{C}$ ; при  $980\text{ }^\circ\text{C}$  материал плавился. Обозначения образцов  $Y_{0.77}Se_{0.33}Ba_2Cu_3O_7$  (Таблица 3, номера 1-4) включают температуру отжига.

Образцы  $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (Таблица 3, номера 7-9, число в обозначении образцов соответствует содержанию Nd) были приготовлены М.И. Петровым в лаборатории сильных магнитных полей института физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН [337]. Для синтеза этих образцов использовалась стандартная керамическая технология. Поликристаллические сверхпроводники были приготовлены из соответствующих оксидов и карбонатов  $Y_2O_3$ ,  $Nd_2O_3$ ,  $BaCO_3$ ,  $CuO$ . Время окончательного обжига составило 40 часов при  $910\text{ }^\circ\text{C}$ .

#### *3.1.4. Композиты на основе $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$*

Наночастицы оксида меди были синтезированы в плазменно-химическом реакторе [338] на кафедре Юнеско Сибирского Федерального Университета. Композиты из  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и наночастиц  $CuO$  были приготовлены М.И. Петровым в лаборатории Сильных магнитных полей Института физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН [339] (Таблица 3, номера 10-20, число в обозначении соответствует объемной доле  $CuO$ ). Ингредиенты будущего композита перемешивались и прессовались в

таблетки, которые помещались в предварительно нагретую печь. Отжиг при высокой температуре проводился в течение короткого времени (2 минуты при 910 °С), чтобы избежать возможного химического взаимодействия компонентов композита. После этого образцы помещались в другую печь, предварительно нагретую до меньшей температуры, для насыщения ВТСП кислородом (3 часа при 350 °С).

### 3.1.5. Композитные ленты на основе $MgB_2$

Композитные ленты были приготовлены в университете г. Малатья, Турция [340] из коммерческих порошков  $MgB_2$  и Со (Таблица 4, номера 1-10, число в обозначении показывает массовую долю Со). Для приготовления лент с номинальным составом  $(1 - x)MgB_2 + xCo$  ( $x = 0.0, 0.005, 0.01, 0.03, 0.05, 0.07, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ ) использовался метод *ex situ powder-in-tube* (прокатка порошка в трубе). Серебряные трубки с внешним диаметром 5.5 мм, внутренним диаметром 5 мм и длиной 1–3 см заполнялись смесью компонентов в атмосфере Аг. Далее трубки подвергались холодному прессованию под нагрузкой 8 тонн и прокатывались. В результате получались ленты с толщиной 0.4 мм и шириной около 5 мм. Ленты выдерживались 24 часа при 630 °С в атмосфере Аг.

### 3.1.6. Монокристалл $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$

Монокристалл  $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$  был выращен в институте физики твердого тела РАН с помощью методики химических транспортных реакций [341] (Таблица 4, номер 11). Рост кристаллов происходил при электролизе расплава системы  $KOH-Ba(OH)_2-Bi_2O_3$  в 573 К. Полученные кристаллы отжигались в атмосфере аргона при температуре 573-773 К.

## 3.2. Характеризация образцов

### 3.2.1. Исследования состава и структуры образцов

Химический состав полученных образцов проверялся с помощью рентгеновской дифракции (XRD). Использовались рентгеновские дифрактометры с  $\text{CuK}\alpha$  излучением (Shimadzu XRD-7000S, Rigaku RINT2200, Rigaku RadB Dmax, Bruker D8 Advance). Полученные дифрактограммы также использовались для определения размера кристаллитов (метод Вильямсона-Холла [342], анализ уширения дифракционных пиков) и степени упорядоченности в текстурированных образцах (метод Лоттеринга [343], анализ интегральной интенсивности рентгеновских пиков).

Изображения сканирующей электронной микроскопии (SEM) позволяли получать информацию о микроструктуре образцов, форме и распределении размеров гранул. Использовались электронные микроскопы Leo Evo-40 VP, Hitachi S800, JEOL JEM-2100, Hitachi TM-3000.

Для анализа распределения химических элементов в образцах использовалась энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия (EDS). Использовались установки JEOL JSM-7000 F, Bruker 4010 EDX.

Реализующаяся сверхпроводящая фаза в образцах также идентифицировалась по критической температуре. Температура сверхпроводящего перехода  $T_c$  определялась из температурных зависимостей сопротивления и намагниченности. Температурные зависимости сопротивления измерялись четырехзондовым методом. Измерения намагниченности описаны в следующем разделе.

### 3.2.2. Измерения магнитных характеристик

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 института физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН используется компенсационный метод измерения сигнала образца [344]. Установка позволяет проводить измерения при температурах 1.5 – 350 К с погрешностью определения температуры 0.1 К. Точность измерения магнитного момента  $2 \cdot 10^{-5}$  едм ( $2 \cdot 10^{-8}$  А·м<sup>2</sup>). Магнитное поле величиной до 7 Тл определялось с точностью 1 %.

Для измерения намагниченности образец охлаждался в нулевом внешнем поле до требуемой температуры. Далее внешнее поле увеличивалось с скоростью  $\sim 0.03$  Тл/мин. При использовании меньших скоростей сканирования вид полевых зависимостей намагниченности не изменялся. После достижения максимально заданной величины поле уменьшалось с той же скоростью до 0. Аналогично проводились измерения во внешнем поле противоположного направления. Перед измерением в другой температуре внешнее поле выключалось и образец отогревался выше  $T_c$ .

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. Основная функция программы – это определение кривой, являющейся разностью двух заданных кривых. 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.

### 3.3. Основные результаты

Синтезированы образцы, переходящие в сверхпроводящее состояние при понижении температуры и обладающие различными микроструктурными особенностями. Все полученные образцы поликристаллические, кроме монокристалла  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  и вискера  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ . Критическая температура образцов близка к известным значениям  $T_c$  для оптимально допированных образцов соответствующих составов. Высокие значения  $T_c$  говорят о хорошем качестве полученных образцов. Исключением является полотно из нанонитей  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ , в котором понижение  $T_c$  вызвано малыми размерами кристаллитов.

Полученные материалы характеризовались с помощью XRD, SEM, транспортных и магнитных измерений. Для анализа магнитных измерений создана вспомогательная программа (см. приложение).

## ГЛАВА 4. ВНУТРИГРАНУЛЬНЫЕ ТОКИ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ И $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ С МОДИФИЦИРОВАННОЙ МИКРОСТРУКТУРОЙ

*Где вырывается из плена  
Потока шумное стекло,  
Клубящаяся стынет пена,  
Как лебединое крыло.*

*О.Э. Мандельштам*

В данной главе приводятся результаты 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.

Первые исследования нового материала, поликристаллического  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  с низкой плотностью (25-40 % теоретической плотности  $\text{Bi-2223}$ ), показали наличие большого количества пор и крупные гранулы неправильной формы [329]. Предполагалось, что богатая дефектами микроструктура в пористом  $\text{Bi-2223}$  приведет к увеличению пиннинга и высоким значениям критического тока.

Группой под руководством М.И. Петрова была разработана методика получения текстурированного материала  $\text{Bi-2223}$  из пористого поликристаллического  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  [330]. Текстурированный  $\text{Bi-2223}$  имел высокие значения транспортного критического тока по сравнению с высокпористыми и низкопористыми образцами  $\text{Bi-2223}$  [345].

Полотно (nonwoven fabric, spunbond) из нанонитей  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ , изготовленное методом электропрядения (electrospinning), также имеет высокопористую структуру. Магнитные свойства полотна сравнивались с свойствами монокристаллического вискера  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ .

## 4.1. Пористый $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$

### 4.1.1. Характеризация

Исследовались образцы пористого сверхпроводника  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  (далее  $\text{Bi2223}_{\text{por}}$ ) с номинальным составом  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ . Плотность полученного материала равна  $2.26 \text{ г/см}^3$ , что составляет 38 % от теоретической плотности для монолитной керамики  $\text{Bi-2223}$ . На Рис. 12 показана дифрактограмма образца. Основные пики соответствуют только фазам  $\text{Bi-2223}$  и  $\text{Bi-2212}$ . Содержание фазы  $\text{Bi-2212}$  около 5%.

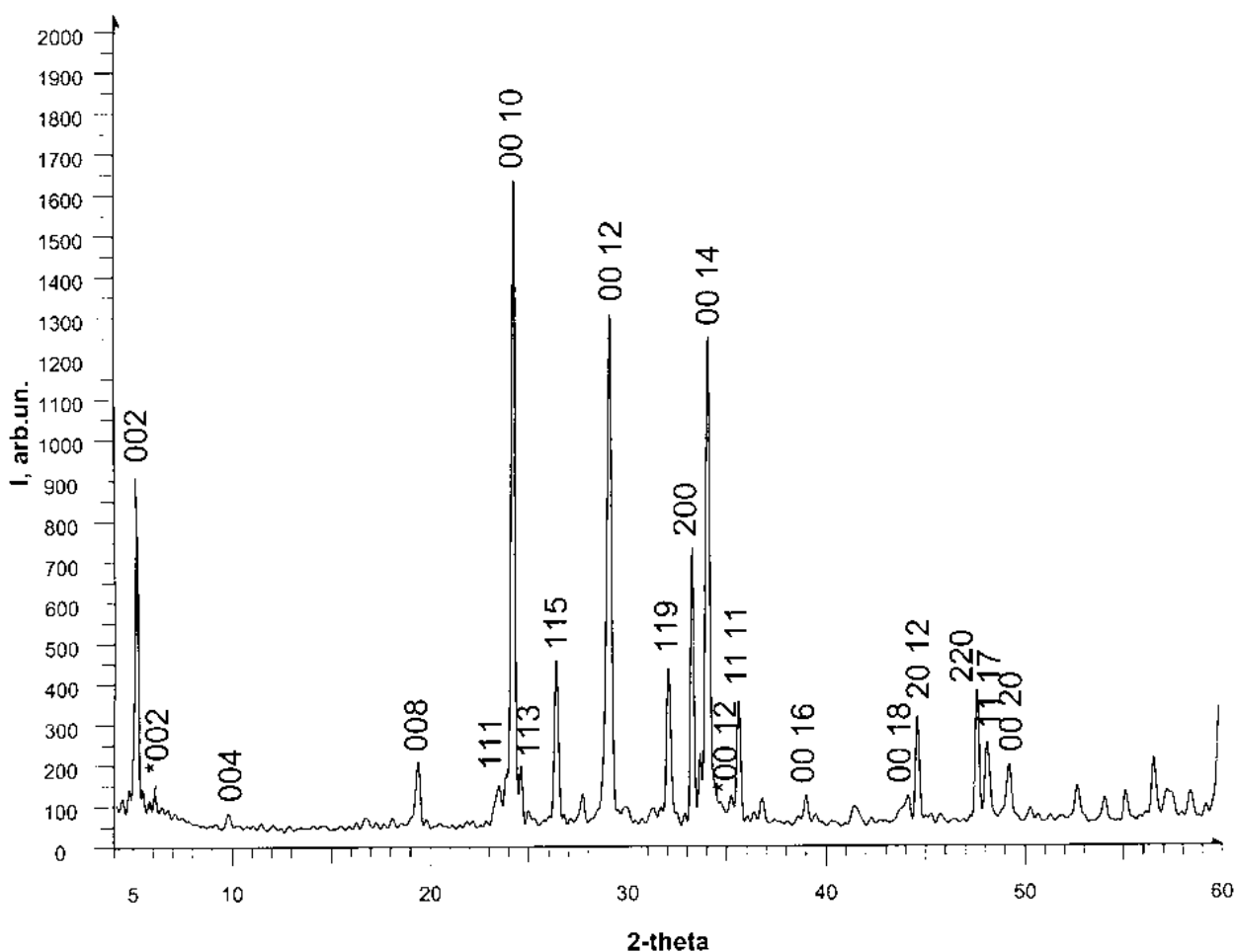


Рис. 12. Дифрактограмма образца  $\text{Bi2223}_{\text{por}}$ .

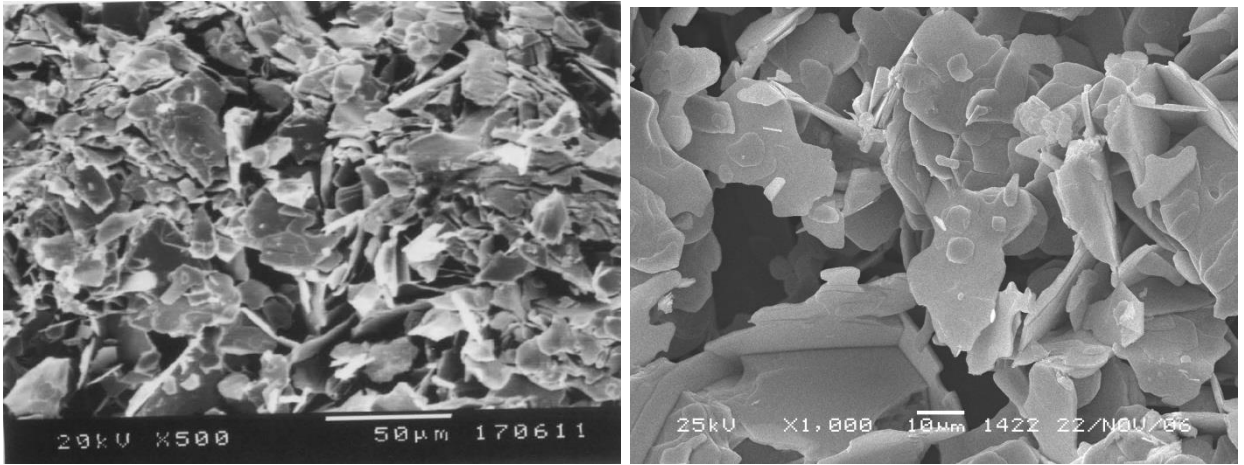


Рис. 13. Микрофотографии SEM Bi2223\_por.

Типичные микрофотографии естественных сколов Bi2223\_por представлены на Рис. 13а,б. Из-за пластинчатой формы гранул Bi-2223 и их случайного расположения, материал имеет специфическую хлопьеобразную структуру. Гранулы имеют форму пластинок шириной от 5 до 30  $\mu\text{m}$  и толщиной  $\sim 1 \mu\text{m}$ . На Рис. 13а,б также отчетливо видны множественные поры между скоплениями гранул. Диаметр пор сравним с размером гранул.

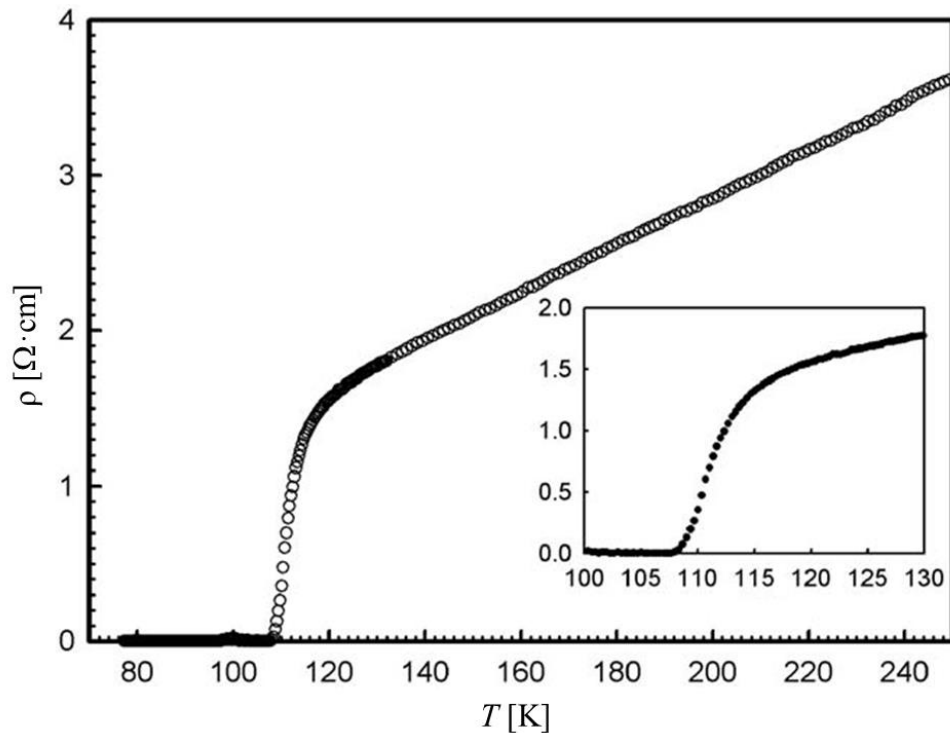


Рис. 14. Температурная зависимость удельного сопротивления Bi2223\_por.

На Рис. 14 приведены температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  в нулевом внешнем магнитном поле. При температурах выше  $T_c$  зависимость демонстрирует металлическое поведение, типичное для поликристаллического Bi-2223. Вставка на Рис. 14 показывает увеличенную область резистивного перехода. Температура начала резистивного перехода  $T_c$  равна 115 К. Температура исчезновения сопротивления  $T_{c0}$  (по критерию 1 % от сопротивления выше  $T_c$ ) равна 107 К. На зависимости  $\rho(T)$  почти не выделяется второй этап резистивного перехода, характерный для сети слабых связей, реализующейся в поликристаллических сверхпроводниках. Это свидетельствует о хорошей “прозрачности” межгранульных границ для тока. Измерения в различных магнитных полях проявляет второй этап резистивного перехода в Bi2223\_por [346], так как приложение внешнего магнитного поля уменьшает “прозрачность” межгранульных границ.

#### 4.1.2. Сравнение магнитных свойств пористого и плотного $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$

На Рис. 15 приведены петли гистерезиса намагниченности Bi2223\_por и Bi2223\_den, измеренные при температуре жидкого гелия (а) и жидкого азота (b). Петли гистерезиса намагниченности Bi2223\_den похожи на петли Bi2223\_por. Петли гистерезиса намагниченности Bi2223\_por и Bi2223\_den при  $T = 4.2$  К почти симметричны относительно оси  $M = 0$ . При росте температуры и магнитного поля асимметрия петель относительно оси  $M = 0$  увеличивается.

Из-за большого числа пор в Bi2223\_por, физическая плотность Bi2223\_por в 2.5 раза меньше чем плотность Bi2223\_den. Поры не дают вклад в намагниченность, поэтому можно было ожидать, что намагниченность на единицу массы (в единицах emu/g или  $A \cdot m^2/kg$ ) окажется для Bi2223\_por и Bi2223\_den примерно одинаковой. Однако диамагнитный отклик  $|M_p|$  (максимальное значение модуля намагниченности во второй четверти

графика) для Bi2223\_por в 2.4 раза больше, чем для Bi2223\_den. При  $T = 4.2$  К и  $H > H_p$  необратимая намагниченность  $M_{irr}(H)$  и ширина намагниченности  $\Delta M$  в единицах  $\text{emu/g}$  или  $\text{A}\cdot\text{m}^2/\text{kg}$  также в 2.4 раза больше для Bi2223\_por, чем для Bi2223\_den. В то же время значение  $M_{irr}(H)$  в единицах  $\text{emu/cm}^3$  или  $\text{A/m}$  для Bi2223\_por в 1.04 раза меньше, чем для Bi2223\_den.

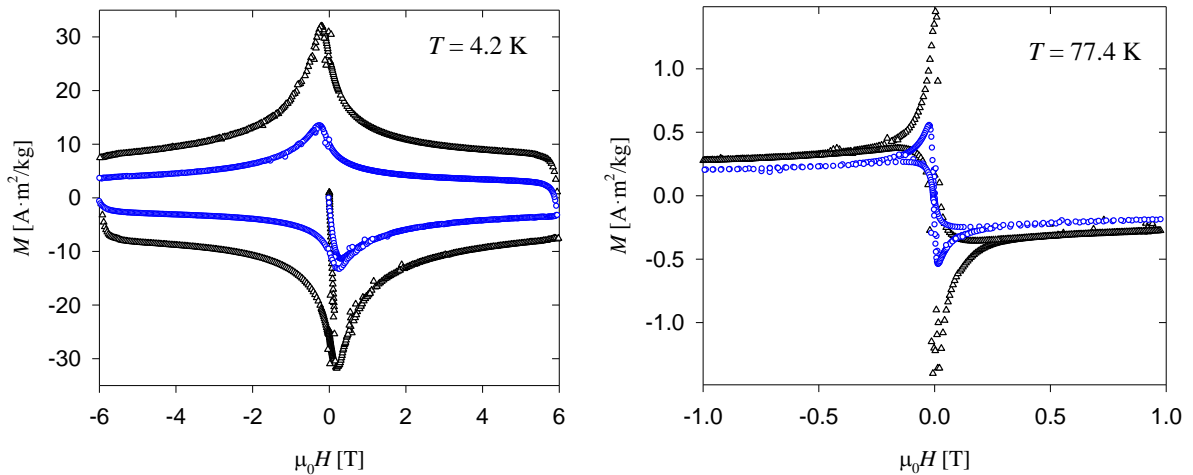


Рис. 15. Петли гистерезиса намагниченности Bi2223\_por (треугольники) и Bi2223\_den (кружки).

Для объяснения различия сигнала на единицу массы в пористом и плотном образцах было выдвинуто предположение, что плотность внутригранульного критического тока  $J_c$  в образце Bi2223\_por в 2.4 раза больше чем  $J_c$  в Bi2223\_den [302]. Для определения плотности критического тока сверхпроводников обычно используется формула Бина (1), в которую подставляется радиус образца в качестве  $R$ . В данном случае при  $R = 10^{-3}$  м получаем  $J_c = 40 \text{ kA/cm}^2$  для Bi2223\_por при  $T = 4.2$  К. Однако такая оценка в данном случае ошибочна. В больших полях ( $H > H_p$ ) межгранульная циркуляция тока подавлена, и циркуляция токов проходит внутри отдельных гранул. Известно, что протекание тока в сильноанизотропных ВТСП происходит преимущественно через  $ab$  плоскости гранул [347–350]. Следовательно, при анализе петли гистерезиса намагниченности в больших

полях следует в качестве  $R$  использовать усредненный размер гранул в  $ab$  плоскости. Эта величина на 2-3 порядка меньше размера образца. Соответственно, значение плотности внутригранульного критического тока должно быть на 2-3 порядка больше  $40 \text{ kA/cm}^2$ . Также следует учитывать, что поры в межгранульном пространстве не дают вклад в намагниченность (и в массу) образца. Поэтому величину  $\Delta M$  следует пересчитать на объем, занимаемый гранулами. То есть использовать плотность гранул  $\rho = 5.95 \text{ g/cm}^3$  вместо плотности образца  $\rho = 2.26 \text{ g/cm}^3$ . Размеры гранул были оценены из микрофотографий (Рис. 13): средний диаметр в  $ab$  плоскости  $10 \pm 5 \text{ }\mu\text{m}$ , толщина гранул  $\sim 1 \text{ }\mu\text{m}$ . При вычислении  $J_c$  использовались значения  $R = 5 \text{ }\mu\text{m}$ . Было найдено значение  $J_c \approx 12 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$  при  $T = 4.2 \text{ K}$ . Оцененное значение  $J_c$  на 4-5 порядков превышает плотность межгранульного критического тока керамики Bi-2223 и в 10-25 раз меньше значения плотности тока распаривания (для Bi-2223  $j_d = 1.2\text{-}3 \cdot 10^8 \text{ A/cm}^2$  [115,143]). В работах [302,303] петля гистерезиса намагниченности при  $T = 4.2 \text{ K}$  была описана по варианту модели критического состояния, развитому в работах [98,186,187]. Равновесная намагниченность не учитывалась, так как асимметрия петли при  $T = 4.2 \text{ K}$  незначительна. Петля Bi2223\_por хорошо описывается при использовании радиуса гранул  $5 \text{ }\mu\text{m}$  и плотности критического тока  $J_{c0} \sim 10^7 \text{ A/cm}^2$ .

Петля Bi2223\_den может быть описана при использовании значения плотности критического тока  $J_{c0}$ , меньшего в 2.4 раза. Однако нет причин для такого значительного различия  $J_c$  в этих материалах. Bi2223\_den был приготовлен из Bi2223\_por путем прессования и быстрого спекания. Химический состав и структура гранул обоих материалов идентичны.

Исследование микроструктуры материалов показало, что гранулы Bi2223\_por и Bi2223\_den отличаются по размеру. При прессовании гранулы разламывались, и в Bi2223\_den средний размер гранул вдоль плоскости  $ab$  меньше, чем в Bi2223\_por. Для Bi2223\_den средний диаметр в  $ab$  плоскости  $4 \pm 2 \text{ }\mu\text{m}$ , а толщина вдоль оси  $c \sim 1 \text{ }\mu\text{m}$ . Вычисляем  $J_c$  по формуле (1),



используя значение  $R = 2 \text{ }\mu\text{m}$ . Получаем значение  $J_c \approx 12 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$  при  $T = 4.2 \text{ K}$ , такое же, как для  $\text{Bi2223}_{\text{por}}$ .

Таким образом, уменьшение размера гранул в  $\text{Bi2223}_{\text{den}}$  по сравнению с  $\text{Bi2223}_{\text{por}}$  объясняет наблюдаемое отличие диамагнитного сигнала и величины  $\Delta M$  этих материалов.

#### *4.1.3. Петли гистерезиса намагниченности и плотность критического тока пористого $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$*

На Рис. 16 приведены петли гистерезиса намагниченности  $\text{Bi2223}_{\text{por}}$ , измеренные при температурах от 4.2 К до 80 К. Рис. 16 демонстрирует, что асимметрия петли относительно оси  $M = 0$  (прямая линия на Рис. 16) увеличивается при росте температуры и магнитного поля. При  $T = 4.2 \text{ K}$  петля гистерезиса намагниченности обладает малой асимметрией относительно оси  $M = 0$ . В более высоких температурах асимметрия петель хорошо заметна. Для экспериментальных зависимостей  $M(H)$ , измеренных в 40, 60 и 80 К, достигнуто поле необратимости  $H_{\text{irr}}$ . При  $T = 40 \text{ K}$   $\mu_0 H_{\text{irr}} \approx 5 \text{ Тл}$ . Величина  $H_{\text{irr}}$  уменьшается с ростом  $T$ . При  $T = 80 \text{ K}$  зависимость  $M(H)$  необратимая только в интервале полей от  $-0.15 \text{ Тл}$  до  $0.15 \text{ Тл}$ .

Наблюдаемая асимметрия петли гистерезиса намагниченности при  $T = 4.2 \text{ K}$  позволяет определить масштаб циркуляции тока. Используя формулу (29), оцениваем  $l_{s0}/R \approx 0.03$ . Глубина проникновения магнитного поля  $\lambda_0$  равна 150 nm для  $\text{Bi-2223}$  [115,143], следовательно,  $l_{s0}$  не меньше 150 nm и  $R$  порядка 5  $\mu\text{m}$ . Такой масштаб соответствует размеру гранул в  $ab$  плоскости, как и предполагалось в разделе 4.1.2. Таким образом, в больших полях циркуляция тока происходит в  $ab$  плоскостях отдельных гранул.

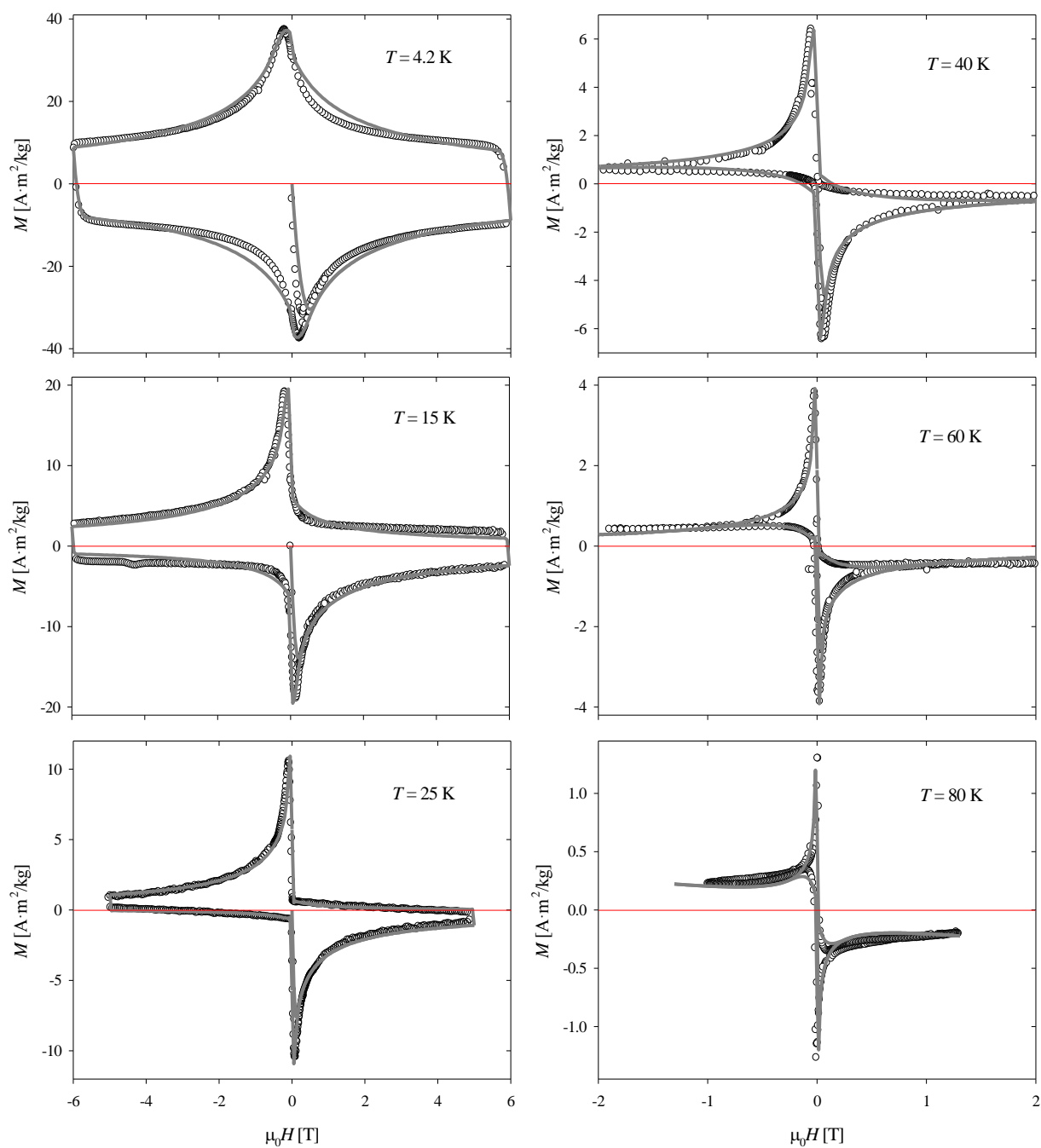


Рис. 16. Петли гистерезиса намагниченности пористого Vi-2223 в разных температурах. Прямая линия обозначает ось  $M = 0$ . Точки – эксперимент, кривые рассчитаны по РМКС.

Асимметрия петли связана с равновесной намагниченностью, которая определяется как  $M_{\text{eq}}(H) = [M_{\downarrow}(H) + M_{\uparrow}(H)]/2$ . Соответственно, неравновесная намагниченность определяется как  $M_{\text{irr}}(H) = [M_{\downarrow}(H) - M_{\uparrow}(H)]/2$ . На Рис. 17 представлены зависимости равновесной и

неравновесной намагниченности  $\text{Bi2223}_{\text{por}}$  при температурах 4.2 К и 80 К. При  $T = 4.2$  К модуль равновесной намагниченности  $|M_{\text{eq}}(H)|$  намного меньше значений неравновесной намагниченности  $M_{\text{irr}}(H)$ . Условие  $|M_{\text{eq}}| \ll M_{\text{irr}}$  не выполняется при любой  $T > 10$  К (см. Рис. 17b для  $T = 80$  К). Модель критического состояния не учитывает равновесную намагниченность, так что эта модель может описывать петли гистерезиса намагниченности, для которых вклад  $M_{\text{eq}}$  пренебрежимо мал, по сравнению с  $M_{\text{irr}}$ . Таким образом, модель критического состояния может быть применена только к петле намагниченности при  $T = 4.2$  К. Петли гистерезиса намагниченности, обладающие при более высоких температурах заметной асимметрией относительно оси  $M = 0$ , не могут быть удовлетворительно описаны с помощью модели критического состояния. К описанию таких петель гистерезиса намагниченности была применена РМКС.

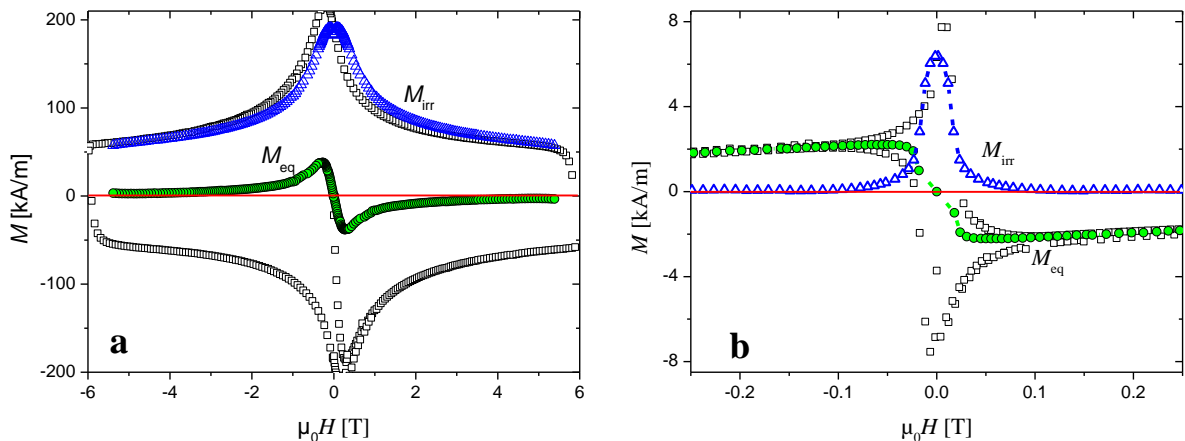


Рис. 17. Зависимость неравновесной  $M_{\text{irr}}$  и равновесной  $M_{\text{eq}}$  намагниченности пористого сверхпроводника от магнитного поля при  $T = 4.2$  К (a) и 80 К (b).

Рассчитанные по РМКС зависимости  $M(H)$  приведены на Рис. 16. Хорошее согласие между экспериментальными петлями и рассчитанными кривыми достигнуто для всех температур от 4.2 до 80 К. Таблица 5 содержит значения параметров, использованные при вычислениях. При увеличении температуры значения  $j_{c0}$ ,  $B_0$ ,  $B_{c2}$  уменьшались, а значение  $l_{s0}$  увеличивалось. Во всех температурах принималось  $B_{c2} = 500B_0$ . Параметр  $\alpha$  равен 0.6 для

всех температур. Данный параметр  $\alpha$  получен из оценки по формуле (17) для  $h_0 = 0.13$ . Такая величина  $h_0$  определена из полевых зависимостей силы пиннинга (см. ниже). Все расчеты проводились для значения  $R = 5 \mu\text{m}$ .

Таблица 5. Значения параметров, использованные при вычислении петель намагниченности Bi2223\_por по РМКС.

$T$ [К]	$j_{c0}$ [ $10^{10} \text{ A/m}^2$ ]	$B_0$ [Тл]	$l_{s0}/R$
4.2	18	0.6	0.02
15	8.5	0.35	0.13
25	5.3	0.17	0.17
40	3.2	0.04	0.18
60	1.9	0.02	0.19
80	0.9	0.01	0.2

В работе [305] не проводился анализ зависимостей  $F_p(H)$  и при вычислениях использовалось значение  $\alpha \approx 1$ . Это привело к завышенным значениям  $j_{c0}$ , оцененным в [305].

На Рис. 18a приведены зависимости плотности макроскопического внутригранульного критического тока от магнитного поля (линии), вычисленные по формуле (15) с оцененными ранее параметрами (Таблица 5). На Рис. 18b показаны зависимости плотности силы пиннинга от магнитного поля, полученные из зависимостей  $J_c(H)$ . Также приведены зависимости  $J_c(H)$  (точки), полученные из петель намагниченности в разных  $T$  по формуле Бина (1). Наблюдается отличное согласие между зависимостями, найденными по формуле Бина, и зависимостями, найденными с помощью РМКС. Разброс точек, увеличивающийся при увеличении температуры и уменьшении сигнала, – это аппаратный и тепловой шум. Из-за шума точки в полях около  $H_{irr}$ , полученные из петли гистерезиса намагниченности, лежат выше

рассчитанных кривых. Для получения зависимостей  $F_p(H)$  значения  $J_c(H)$  были уменьшены на величину шума.

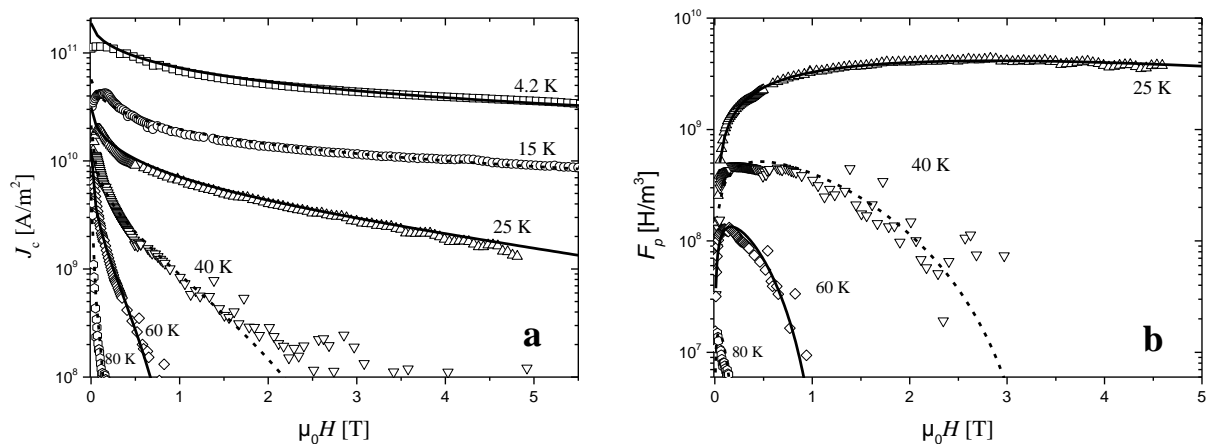


Рис. 18. Зависимости плотности макроскопического критического тока (а) и силы пиннинга (б) от магнитного поля. Точки определены из петель намагниченности по формуле Бина (1), линии вычислены по формуле (15) с подгоночными параметрами РМКС.

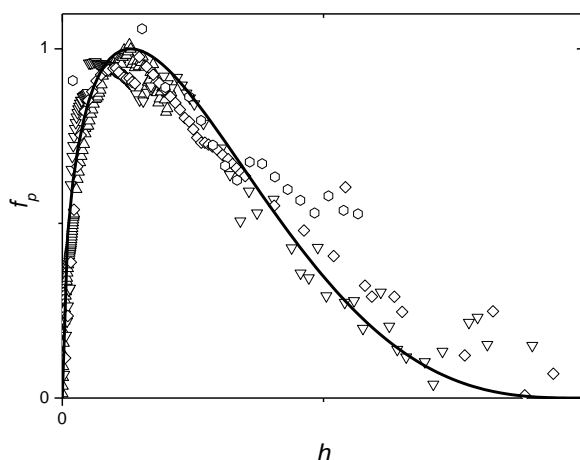


Рис. 19. Скейлинг зависимости силы пиннинга от магнитного поля. Точки получены из зависимостей  $F_p(H)$  Рис. 18b, линия получена по скейлинговой формуле (3).

Зависимости  $F_p(H)$  при температурах 25-80 К имеют максимум при  $H \approx 0.13 H_{irr}(T)$ . На Рис. 19 приведены полевые зависимости силы пиннинга в координатах  $f_p = F_p/F_{max}(T)$  от  $h = H/H_{irr}(T)$ . В этих координатах выполняется

скейлинг, все зависимости лежат на одной кривой. Линия на Рис. 19 – это скейлинговое соотношение (3) с параметрами  $p = 0.45$ ,  $q = 3$ .

На Рис. 20 показаны зависимости  $j_{c0}(T)$  и  $J_{c0}(T)$ . Зависимости  $J_{c0}(T)$  и  $j_{c0}(T)$  качественно похожи друг на друга. Значения  $j_{c0}$  и  $J_{c0}$  экспоненциально убывают с ростом температуры. Зависимости  $j_{c0}(T)$  и  $J_{c0}(T)$  не описываются зависимостями для пиннинга на  $dT$  или  $dl$  дефектах [157]. Экспоненциальная зависимость  $J_{c0}(T)$  характерна для Вi-2223 [348,351]. Такая температурная зависимость  $j_{c0}(T)$  свидетельствует о коллективном пиннинге вихревой решетки на слабых центрах пиннинга [148]. При повышении температуры вихри срываются с центров пиннинга, что приводит к скольжению (крипу) вихревой решетки и появлению диссипации. На графике (Рис. 20) приведена линейная зависимость, полученная методом наименьших квадратов для значений  $\log_{10}(j_{c0})$ . Полученная линия описывается уравнением  $j_{c0}(T) = j_{c0}(T=0) \exp(-T/T_0)$  при  $j_{c0}(T=0) = 15.6 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ ,  $T_0 = 27.31 \text{ K}$ , стандартная ошибка 0.0879. Параметр  $T_0$  связан с энергией пиннинга [148].

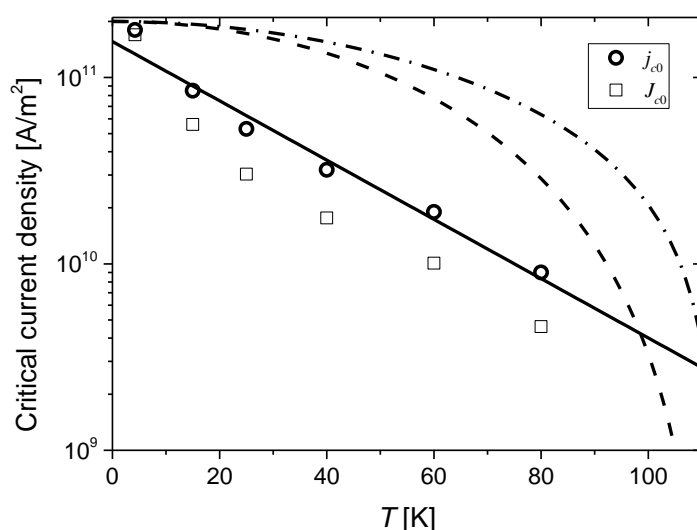


Рис. 20. Зависимость плотности внутригранульного критического тока  $j_{c0}$  и  $J_{c0}$  пористого Вi-2223 от температуры. Сплошная линия – это зависимость  $j_{c0}(T) = j_{c0}(T=0)\exp(-T/T_0)$ , штриховая линия – это зависимость, соответствующая пиннингу на  $dl$  дефектах, штрих-пунктирная линия – это зависимость, соответствующая пиннингу на  $dT$  дефектах [157].

## 4.2. Текстурированный $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$

### 4.2.1. Характеризация

Исследовались образцы текстурированного сверхпроводника  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ , полученного из пористого материала с номинальным составом  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ . Плотность материала  $\approx 5.3 \text{ g/cm}^3$  (90 % от теоретической плотности Bi-2223). На Рис. 21 показана дифрактограмма образца. Основные пики соответствуют только фазам Bi-2223 и Bi-2212. Содержание фазы Bi-2212 около 5%. Из дифрактограммы по методу Лотгеринга [343] оценивалась степень упорядоченности. Согласно методу Лотгеринга монокристалл имеет степень текстуры равную 1. Из дифрактограммы было получено значение степени упорядоченности 0.97 [330,345]. Необходимо отметить, что такая степень упорядоченности наблюдается на поверхности образца. Упорядоченность гранул в центральной части образца может отличаться от полученного значения (быть несколько меньше). Поликристаллический Bi-2223 может иметь фактор Лотгеринга около 0.75 [352].

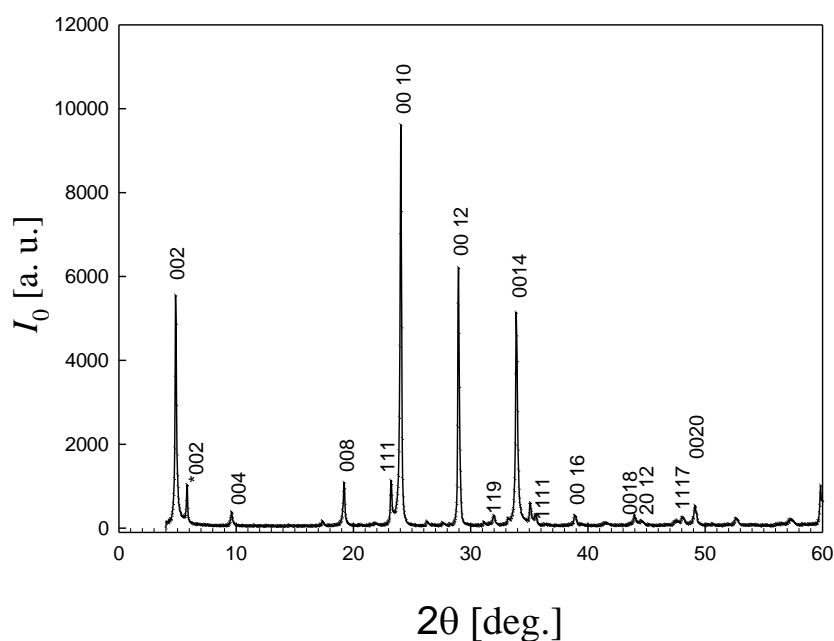


Рис. 21. Дифрактограмма образца.

Типичная микрофотография текстурированного Bi-2223 в плоскости  $ab$  представлена на Рис. 22. Гранулы имеют форму пластинок шириной от 2 до 20  $\mu\text{m}$  и толщиной  $\sim 1 \mu\text{m}$ . Гранулы в основном расположены плашмя в плоскости съемки. Крупные поры практически отсутствуют, в отличие от Bi2223\_por.

На Рис. 23 приведена температурная зависимость удельного сопротивления  $\rho(T)$  в нулевом внешнем магнитном поле. При температурах выше  $T_c$  зависимость демонстрирует металлическое поведение, типичное для поликристаллического Bi-2223. Вставка на Рис. 23 показывает увеличенную область резистивного перехода. Температура начала резистивного перехода  $T_c$  равна 115 К. Температура исчезновения сопротивления  $T_{c0}$  (по критерию 1 % от сопротивления выше  $T_c$ ) равна 106 К.

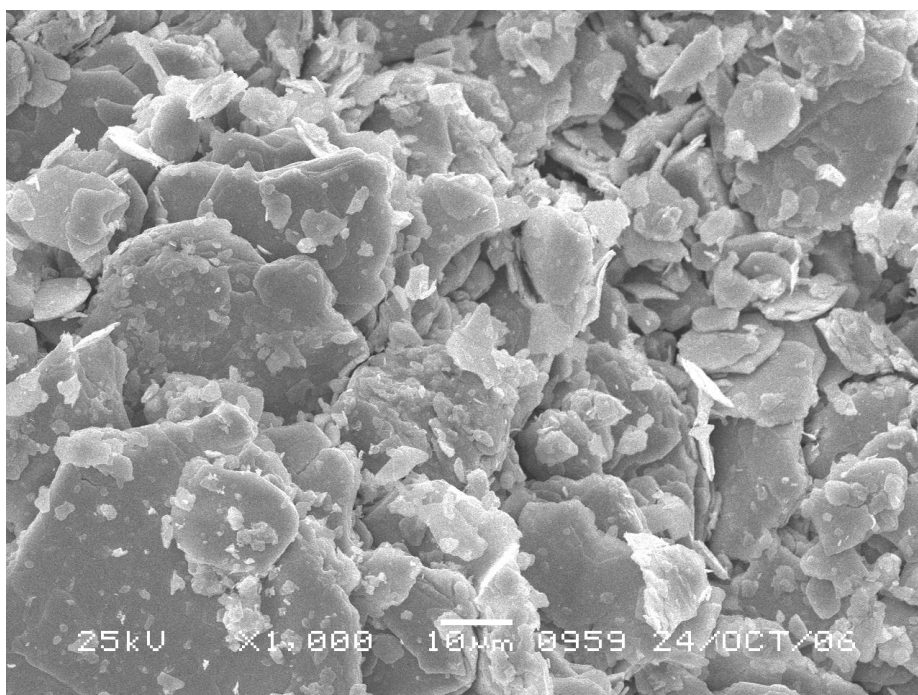


Рис. 22. Микрофотография SEM образца.



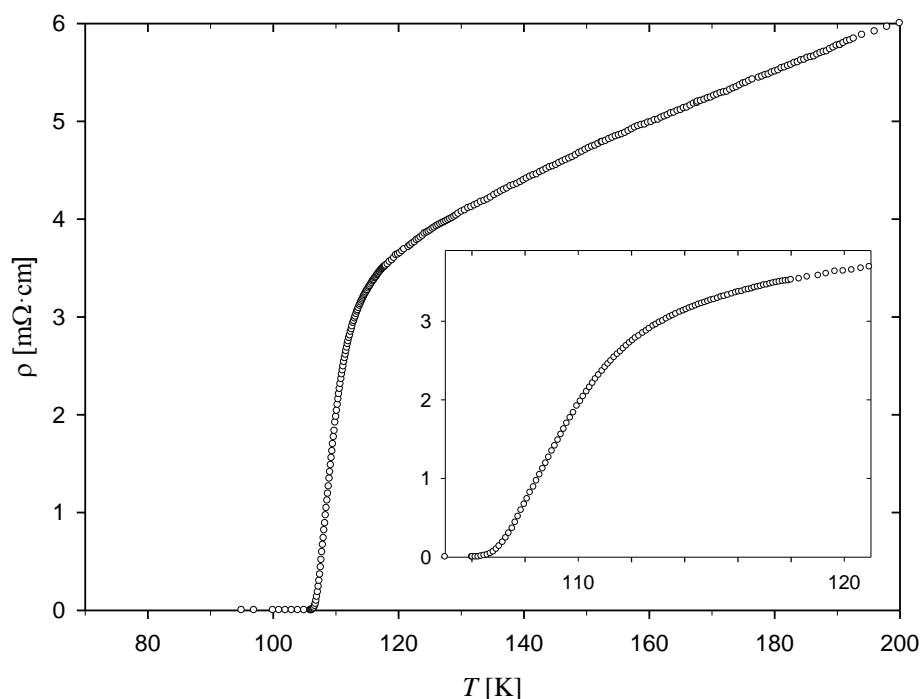


Рис. 23. Температурная зависимость удельного сопротивления Bi2223\_tex.

#### 4.2.2. Петли гистерезиса намагниченности и плотность критического тока $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ при $H \parallel c$

На Рис. 24 приведены петли гистерезиса намагниченности Bi2223\_tex, измеренные при ориентации внешнего поля перпендикулярно плоскости текстурирования ( $H \parallel c$ ). Вид петель намагниченности и их изменение с температурой похожи у Bi2223\_tex и Bi2223\_por. Также как для Bi2223\_por, петли гистерезиса намагниченности Bi2223\_tex при  $T = 4.2$  К практически симметричны относительно оси  $M = 0$ . Асимметрия петель намагниченности относительно оси  $M = 0$  также увеличивается при росте температуры и магнитного поля. При  $T = 40$  К  $\mu_0 H_{irr} \approx 5-6$  Тл при  $H \parallel c$ . Используя формулу (29), оцениваем  $l_{s0}/R \approx 0.045$  при 4.2 К. Такое значение больше, чем для Bi2223\_por ( $l_{s0}/R \approx 0.03$ ), что свидетельствует о меньшем размере гранул в Bi2223\_tex.

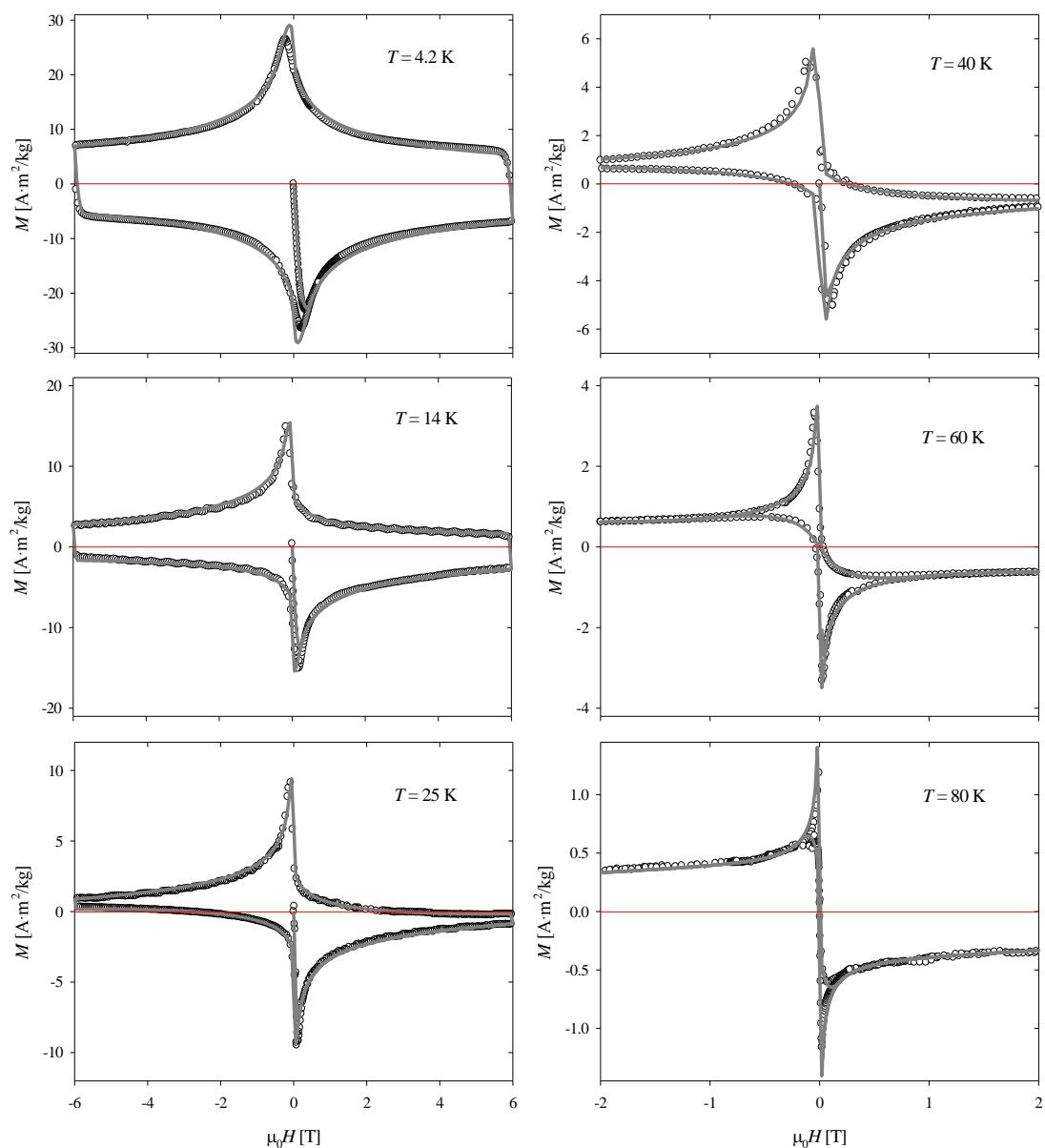


Рис. 24. Петли гистерезиса намагниченности  $\text{Bi2223\_tex}$  при  $H \parallel c$ . Ось  $H$  ( $M = 0$ ) отмечена прямой линией. Символы – эксперимент, кривые рассчитаны по РМКС.

РМКС была применена к описанию петель гистерезиса намагниченности. Хорошее согласие между экспериментальными петлями при  $H \parallel c$  и рассчитанными кривыми достигнуто во всем температурном диапазоне 4.2–80 К.

Таблица 6 содержит значения параметров, использованные в вычислениях. При увеличении температуры значения  $j_{c0}$  и  $B_0$  уменьшались, а значение  $l_{s0}$  увеличивалось. Использовалось значение  $B_{c2}(T) = 500 B_0(T)$ . Полученные параметры близки к параметрам, использованным при расчете петель Bi2223\_por. Параметр  $\alpha$ , определялся по формуле (17) из зависимостей  $F_p(H)$  (см. ниже), получено значение  $\alpha = 0.6$  для всех температур. Все расчеты проводились для значения  $R = 3.5 \mu\text{m}$ .

Таблица 6. Значения параметров, используемые при вычислении петель намагниченности Bi2223\_tex при  $H \parallel c$ .

$T$ [К]	$j_{c0}$ [ $10^{10} \text{ A/m}^2$ ]	$B_0$ [Тл]	$l_{s0}/R$
4.2	19	0.49	0.04
14	12	0.26	0.1
25	8.7	0.10	0.13
40	6.1	0.045	0.17
60	3.8	0.019	0.19
80	2.2	0.005	0.24

Полученные значения  $j_{c0}$  для Bi2223\_tex несколько больше, чем для Bi2223\_por. По-видимому, это связано с упорядоченным расположением гранул в Bi2223\_tex. Влияние ориентации гранул на намагниченность рассматривается в следующем разделе.

На Рис. 25а приведены зависимости плотности макроскопического внутригранульного критического тока от магнитного поля (линии), вычисленные по формуле (15) с подгоночными параметрами РМКС. Наблюдается отличное согласие между зависимостями, найденными по формуле Бина (1), и зависимостями, найденными с помощью РМКС. Разброс точек, увеличивающийся при увеличении температуры и уменьшении сигнала, – это аппаратный и тепловой шум. Из-за шума точки в полях около

$H_{irr}$ , полученные из петли гистерезиса намагниченности, лежат выше рассчитанных кривых. Для получения зависимостей  $F_p(H)$  значения  $J_c(H)$  были уменьшены на величину шума.

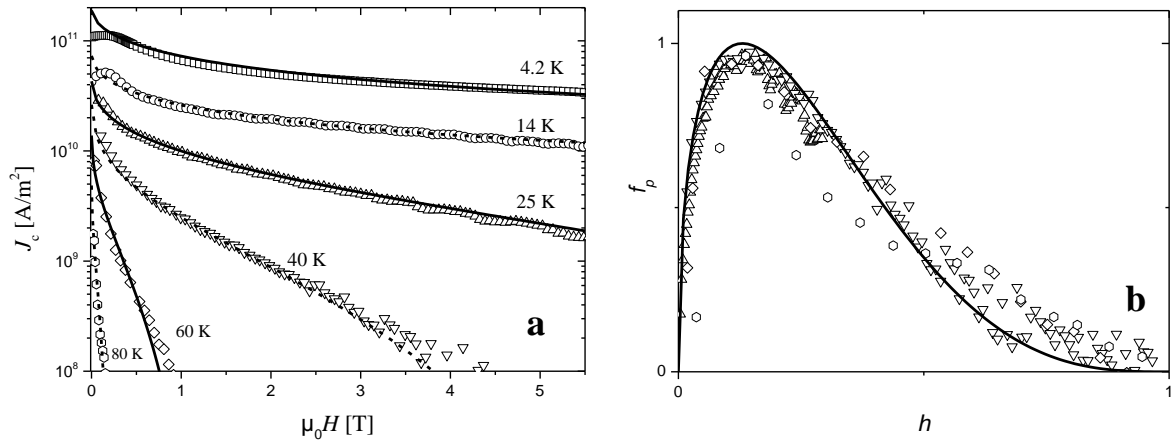


Рис. 25. Зависимости плотности макроскопического критического тока (а) и силы пиннинга (b)  $Bi2223_{tex}$  от магнитного поля. Точки определены из петель гистерезиса по формуле Бина (1), линии вычислены по формуле (15) с подгоночными параметрами РМКС.

Зависимости  $F_p(H)$  при температурах 25-80 К имеют максимум при  $H \approx 0.13 H_{irr}(T)$ . На Рис. 25b приведены полевые зависимости силы пиннинга в координатах  $f_p = F_p/F_{max}(T)$  от  $h = H/H_{irr}(T)$ . В этих координатах выполняется скейлинг, все зависимости могут быть описаны одной функцией. Линия на Рис. 25b – это скейлинговое соотношение (3) с параметрами  $p = 0.45$ ,  $q = 3$ . Некоторые точки, соответствующие зависимости  $F_p(H)$  в 80 К, значительно отклоняются от скейлинговой зависимости. По-видимому, это связано с высоким уровнем измерительного шума, по сравнению с сигналом от образца.

На Рис. 26 показаны зависимости  $j_{c0}(T)$  и  $J_{c0}(T)$ . Поведение этих зависимостей похоже на поведение соответствующих зависимостей  $Bi2223_{por}$ . Значения  $j_{c0}$  и  $J_{c0}$  экспоненциально убывают с ростом температуры. На графике (Рис. 26) приведена линейная зависимость,

полученная методом наименьших квадратов для значений  $\log_{10}(j_{c0})$ . Полученная линия описывается уравнением  $j_{c0}(T) = j_{c0}(T=0) \exp(-T/T_0)$  при  $j_{c0}(T=0) = 19.2 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ ,  $T_0 = 36.19 \text{ K}$ , стандартная ошибка 0.031.

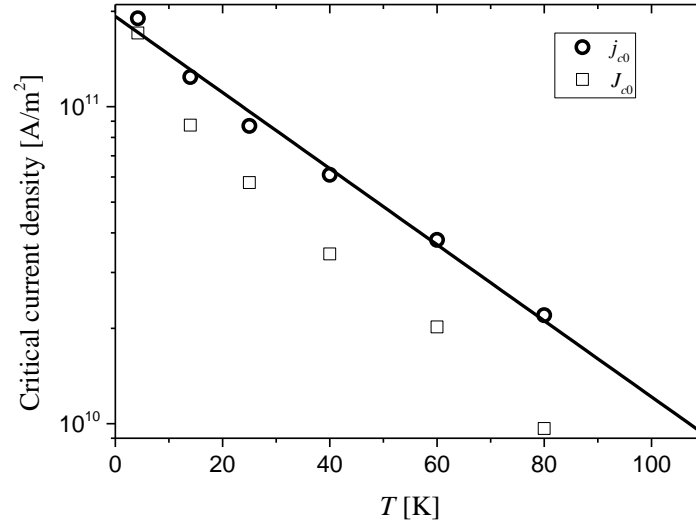


Рис. 26. Зависимость плотности внутригранульного критического тока  $j_{c0}$  и  $J_{c0}$  Bi2223\_tex от температуры при  $H \parallel c$ . Сплошная линия – это зависимость  $j_{c0}(T) = j_{c0}(T=0)\exp(-T/T_0)$ .

#### 4.2.3. Анизотропия намагниченности текстурированного $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$

На Рис. 27 приведены петли гистерезиса намагниченности Bi2223\_tex при ориентации внешнего поля перпендикулярно плоскости текстурирования ( $H \parallel c$ ) и параллельно плоскости текстурирования ( $H \parallel ab$ ).

Максимальный диамагнитный отклик  $|M_p|$  при  $H \parallel c$  примерно в 2.5 раза больше, чем при  $H \parallel ab$ . Необратимая намагниченность  $M_{irr}(H)$  и ширина намагниченности  $\Delta M$  в полях  $H \ll H_{irr}$  больше при  $H \parallel c$ , чем при  $H \parallel ab$ . Однако зависимость  $M_{irr}(H)$  при  $H \parallel c$  убывает быстрее при увеличении  $H$ , чем  $M_{irr}(H)$  при  $H \parallel ab$ . При любой  $T$  значения  $H_{irr}(T)$  при  $H \parallel ab$  в  $\approx 2$  раза больше, чем при  $H \parallel c$ . Значение поля полного проникновения  $H_p$  на петле намагниченности при  $H \parallel ab$  также в  $\approx 2$  раза больше, чем при  $H \parallel c$  (значения  $H_p$  определяются с разумной точностью только на петлях при  $T = 4.2 \text{ K}$ ).

В кристаллах ВТСП анизотропия критического тока в плоскости  $ab$  мала, в отличие от значительной анизотропии свойств в направлении оси  $c$  и в плоскости  $ab$ . Анизотропия сверхпроводящего кристалла определяется коэффициентом  $\gamma = J_{c,ab}/J_{c,c}$  где  $J_{c,ab}$  – это значение плотности критического тока в плоскости  $ab$ , а  $J_{c,c}$  – это значение плотности критического тока вдоль оси  $c$  кристалла.

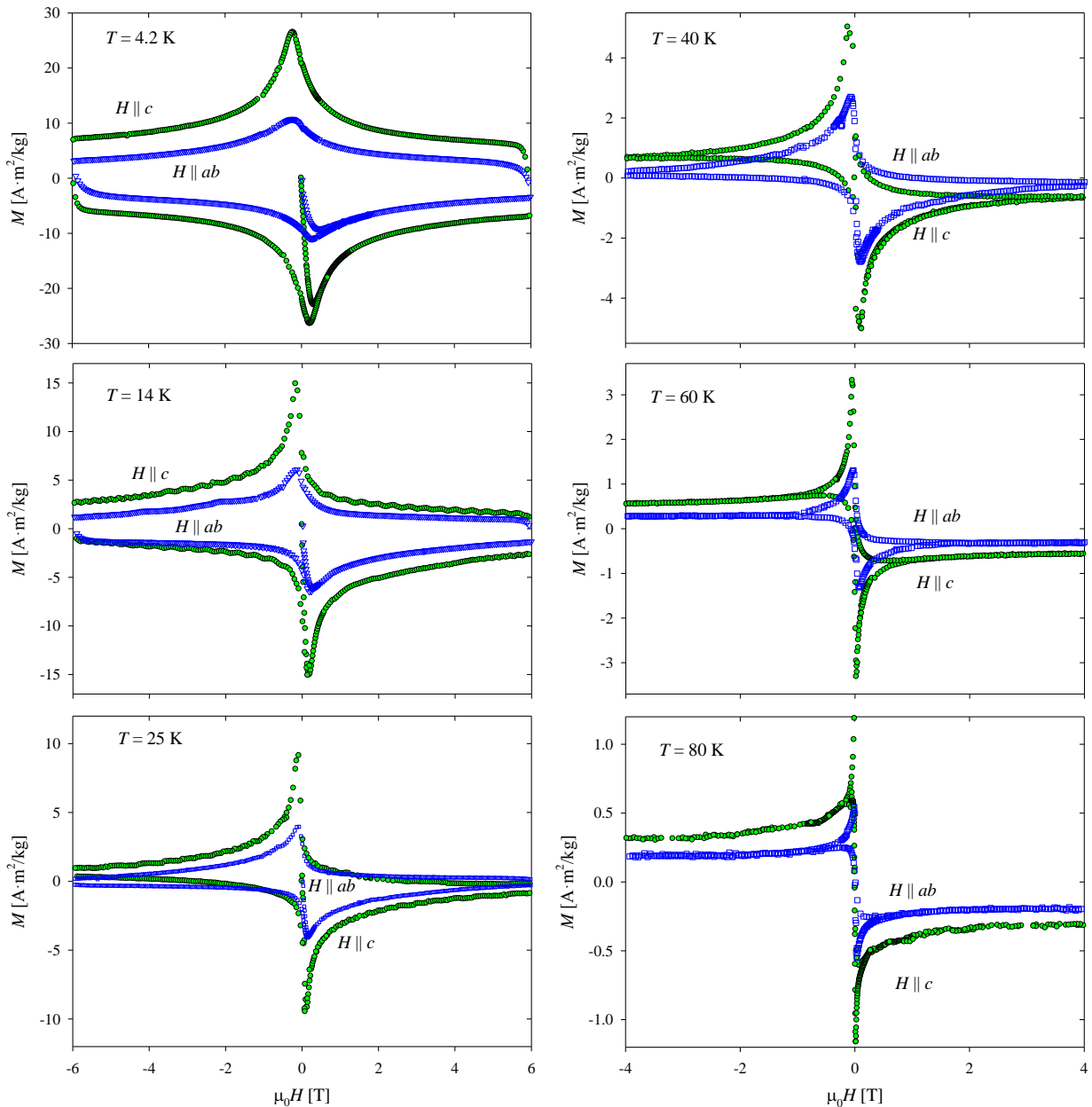


Рис. 27. Петли гистерезиса намагниченности  $\text{Bi2223}_{\text{tex}}$  в разных температурах.

В работе [305] проведено сравнение экспериментальных петель с кривыми, рассчитанными по РМКС. Петли гистерезиса намагниченности описаны при значениях плотности критического тока, отличающихся всего лишь в 2 раза,  $\gamma = J_{c,ab}/J_{c,c} \approx 2$ , где  $J_{c,c}$  – это плотность критического тока вдоль оси  $c$ , а  $J_{c,ab}$  – это плотность критического тока в плоскости  $ab$ . Подобные значения анизотропии наблюдались ранее для различных текстурированных образцов Bi-2223 [350,353–355]. Такая слабая анизотропия не согласуется с известными значениями анизотропии кристаллов Bi-2223. Для монокристалла Bi-2212 известное значение  $\gamma$  больше 150 [356]. Предполагается, что монокристалл Bi-2223 обладает похожим или большим значением коэффициента анизотропии [357].

Проведем оценку анизотропии намагниченности, которая должна соответствовать анизотропии кристалла Bi-2223. В работе [116] предложена модификация формулы Бина для анизотропного кристалла. При  $H \parallel ab$  ширина намагниченности  $\Delta M$  анизотропного кристалла определяется следующей формулами:

$$\Delta M_{H \parallel ab} = J_{c,ab} \frac{d}{2} \left( 1 - \frac{d}{3l} \frac{J_{c,ab}}{J_{c,c}} \right)$$

при  $J_{c,ab}/J_{c,c} < l/d$ ; (30)

$$\Delta M_{H \parallel ab} = J_{c,c} \frac{l}{2} \left( 1 - \frac{l}{3d} \frac{J_{c,c}}{J_{c,ab}} \right)$$

при  $J_{c,ab}/J_{c,c} > l/d > 1$ , (31)

где  $d$  – это толщина кристалла вдоль оси  $c$ ,  $l$  – это минимальный размер кристалла в  $ab$  плоскости. При  $H \parallel c$  ширина намагниченности определяется формулой Бина (1), так что

$$\Delta M_{H \parallel c} = J_{c,ab} l/3 . \quad (32)$$

В исследуемом Bi2223\_tех гранулы имеют размеры  $l \approx 7 \text{ мкм}$ ,  $d \approx 1 \text{ мкм}$ . Принимаем  $J_{c,ab}/J_{c,c} > 150$ , так что  $J_{c,ab}/J_{c,c} > l/d$ . Из формул (31) и (32) выражаем анизотропию намагниченности:

$$\frac{\Delta M_{H||c}}{\Delta M_{H||ab}} = \frac{2J_{c,ab}}{3J_{c,c}} \left(1 - \frac{l}{3d} \frac{J_{c,c}}{J_{c,ab}}\right)^{-1}. \quad (33)$$

Получаем  $\Delta M_{H||c}/\Delta M_{H||ab} > 101$ . Однако петли гистерезиса Bi2223\_tех при  $T = 4.2 \text{ К}$  (Рис. 27) имеют намного меньшее значение анизотропии  $\Delta M_{H||c}/\Delta M_{H||ab} \approx 2$ . Такое значение анизотропии намагниченности не может быть получено из формул (30) и (31) для данных размеров гранул.

Влияние ориентации анизотропного сверхпроводника во внешнем магнитном поле на термодинамические параметры описывается с помощью анизотропной теории Гинзбурга-Ландау [358–360]. Параметры анизотропного кристалла, зависящие от ориентации магнитного поля, можно соотнести с параметрами эквивалентного изотропного кристалла, находящегося во внешнем поле  $H^*$ . Эффективное поле  $H^*$  определяется следующим выражением:

$$H^* = H (\gamma^{-2} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta)^{0.5}, \quad (34)$$

где  $\theta$  – это угол между направлением внешнего поля и осью  $c$  кристалла,  $\gamma$  – это коэффициент анизотропии. Согласно [358,361], кривые намагниченности анизотропного образца при  $H \parallel c$  и при  $H \parallel ab$  связаны между собой соотношением

$$M_{H||c}(H) = \gamma M_{H||ab}(\gamma H). \quad (35)$$

Это скейлинговое соотношение может быть использовано для определения коэффициента анизотропии  $\gamma$ .

На Рис. 28 представлены петли гистерезиса намагниченности Bi2223\_tех при  $T = 4.2 \text{ К}$  (а) и  $T = 60 \text{ К}$  (б) в координатах  $M/M_{\max}$  от  $H/H_p$ , где  $M_{\max}$  – это максимальное значение намагниченности,  $M_{\max} = |M_p|$ ,  $H_p$  – это поле полного



проникновения. Видно, что в этих координатах участки петель намагниченности при  $H \parallel c$  и  $H \parallel ab$  совпадают. Успешный скейлинг выполняется при  $M_{\max,H\parallel c}/M_{\max,H\parallel ab} = 2.5$ ,  $H_{p,H\parallel ab}/H_{p,H\parallel c} = 2$ . Таким образом, поведение намагниченности описывается скейлинговым соотношением, хотя коэффициент анизотропии для осей  $M$  и  $H$  незначительно отличается. Оцененное значение  $\gamma \approx 2 \div 2.5$  намного меньше анизотропии кристалла  $\text{Bi-2223}$ . Считается, что причина низкого значения анизотропии в текстурированных сверхпроводниках – это неупорядоченность гранул [348,354,355,362].

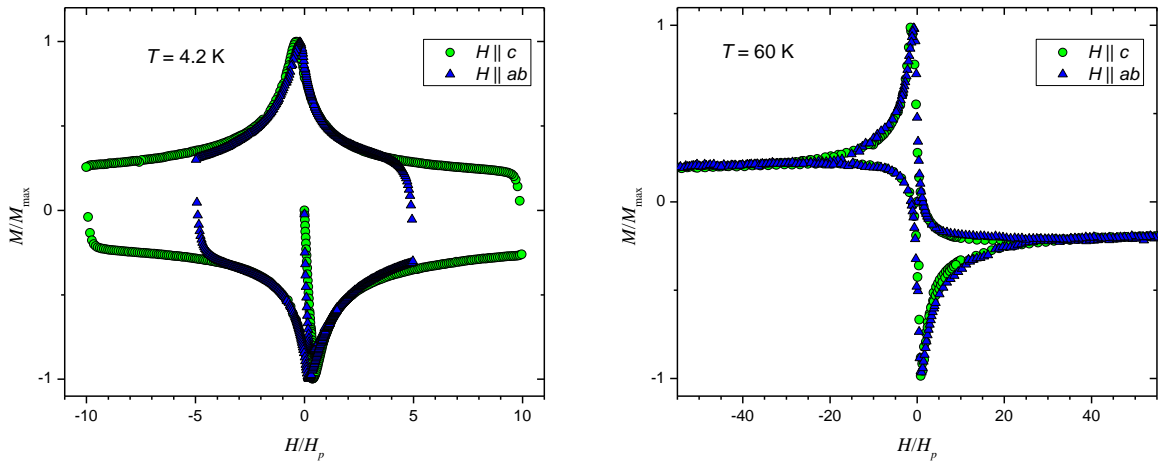


Рис. 28. Скейлинг петель намагниченности текстурированного  $\text{Bi-2223}$ .

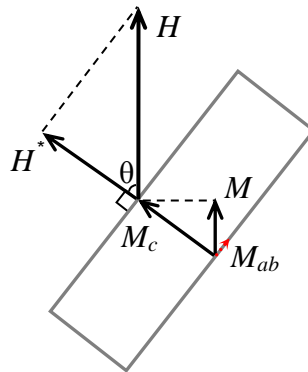


Рис. 29. Схема магнитного отклика анизотропного сверхпроводящего кристаллита.

Рассмотрим, как неидеальная упорядоченность гранул влияет на наблюдаемую анизотропию петель намагниченности и величины  $H_p$ . На Рис. 29 показана схема магнитного отклика анизотропного кристалла в скошенном поле.  $M_c$  – это намагниченность, которую создают токи, циркулирующие в  $ab$  плоскости.  $M_{ab}$  – это намагниченность, которая создается токами, циркулирующими перпендикулярно  $ab$  плоскости кристалла. Будем рассматривать случай сильной анизотропии  $M_{ab} \ll M_c$ , так что намагниченностью  $M_{ab}$  можно пренебречь. При измерениях определяется проекция намагниченности на ось, соответствующую направлению поля, то есть  $M = M_c \cos\theta$ , где  $\theta$  – это угол между направлением внешнего поля и осью  $c$  кристалла. В то же время, индуцированные в  $ab$  плоскости токи зависят от поля  $H^*$ , выражаемого  $H^* = H \cos\theta$ .

Неидеальная упорядоченность приводит к тому, что измеренная намагниченность образца меньше намагниченности идеально ориентированного кристалла. В текстурированном поликристаллическом сверхпроводнике разупорядоченность характеризуется величиной  $\theta^*$ , магнитным углом [362], показывающим усредненное отклонение гранул от оси текстурирования. Угол  $\theta^*$  показывает отклонение оси  $c$  гранулы от оси  $c$  образца. Для гранулы, показанной на Рис. 29, угол  $\theta^* = \theta$ . В идеально ориентированном анизотропном сверхпроводнике  $\theta^* = 0$ . Для текстурированного образца определяемая величина намагниченности будет равна  $M = M_c \cos\theta^*$  при  $H \parallel c$ , и  $M = M_c \sin\theta^*$  при  $H \parallel ab$ . Поле  $H^*$  определяется как  $H^* = H \cos\theta^*$  при  $H \parallel c$ , и  $H^* = H \sin\theta^*$  при  $H \parallel ab$ . Таким образом, выражая  $M_c$  для  $H \parallel c$  и  $H \parallel ab$ , получаем соотношение  $M_{H \parallel c}(H \cos\theta^*)/\cos\theta^* = M_{H \parallel ab}(H \sin\theta^*)/\sin\theta^*$ . Это соотношение преобразуется к скейлинговой формуле

$$M_{H \parallel c}(H) = k_\gamma M_{H \parallel ab}(k_\gamma H), \quad (36)$$

где  $k_\gamma = \text{ctg}\theta^*$ . Эта формула совпадает с известной скейлинговой формулой (35) при  $k_\gamma = \gamma$ . Скейлинг для Bi2223\_tex с  $k_\gamma = 2.5$  соответствует магнитному углу  $\theta^* = 21.8^\circ$ . Соответствующая разупорядоченность гранул может иметь

место в исследуемых образцах. Отметим, что успешный скейлинг по (36) выполнялся при значении  $k_\gamma = 2.5$  для значений намагниченности и лишь  $k_\gamma = 2$  для значений магнитного поля (Рис. 28). Причиной того, что магнитный угол для  $H^*$  несколько меньше угла  $\theta^*$  для  $M$  может являться особая структура магнитного вихря в слоистом сверхпроводнике. Магнитные вихри в ВТСП являются рапсак-вихрями [148,286,363]. В скошенном поле сердцевины рапсак-вихрей могут сдвигаться в разных слоях ВТСП кристалла, что может приводить к уменьшению угла между внешним полем и вихревыми нитями в образце.

Асимметрия петель намагниченности при  $H \parallel c$  и  $H \parallel ab$  позволила наблюдать влияние ориентации образца на величину циркуляционного радиуса. Применяя формулу (29) к петлям намагниченности при  $T = 4.2$  К, находим  $l_{s0}/R \approx 0.045$ , и это отношение не зависит от ориентации образца. Одинаковая асимметрия свидетельствует в пользу того, что масштаб циркуляции тока в образце одинаков при  $H \parallel c$  и  $H \parallel ab$ . Для соответствующего значения  $R$  получаем оценку  $R \approx 3.5$   $\mu\text{m}$ . Такой масштаб соответствует размеру гранул в  $ab$  плоскости. Таким образом, в больших полях циркуляция тока происходит преимущественно в  $ab$  плоскостях отдельных гранул как для ориентации  $H \parallel c$ , так и  $H \parallel ab$ .

Намагниченность при  $H \parallel c$  и  $H \parallel ab$  определяется одинаковым механизмом пиннинга вихрей в  $ab$  плоскости, такой же вывод был сделан в работе [364] при исследовании анизотропии лент Bi-2223. Петли гистерезиса при  $H \parallel c$  и  $H \parallel ab$  могут быть описаны с помощью РКМС одним и тем же набором параметров при учете магнитного угла  $\theta^*$ .

Исследование анизотропии магнитных свойств текстурированного Bi-2223 показывает, что улучшение упорядоченности гранул в образце должно привести к значительному увеличению диамагнитного отклика при  $H \parallel c$ .

### 4.3. Полотно из нанонитей $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$

#### 4.3.1. Характеризация

Исследовались образцы полотна (nonwoven fabric, spunbond) из нанонитей  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ , изготовленного методом электропрядения (electrospinning). Полотно имеет высокопористую структуру, плотность материала всего лишь  $0.05 \text{ g/cm}^3$  (0.72 % теоретической плотности Bi-2212).

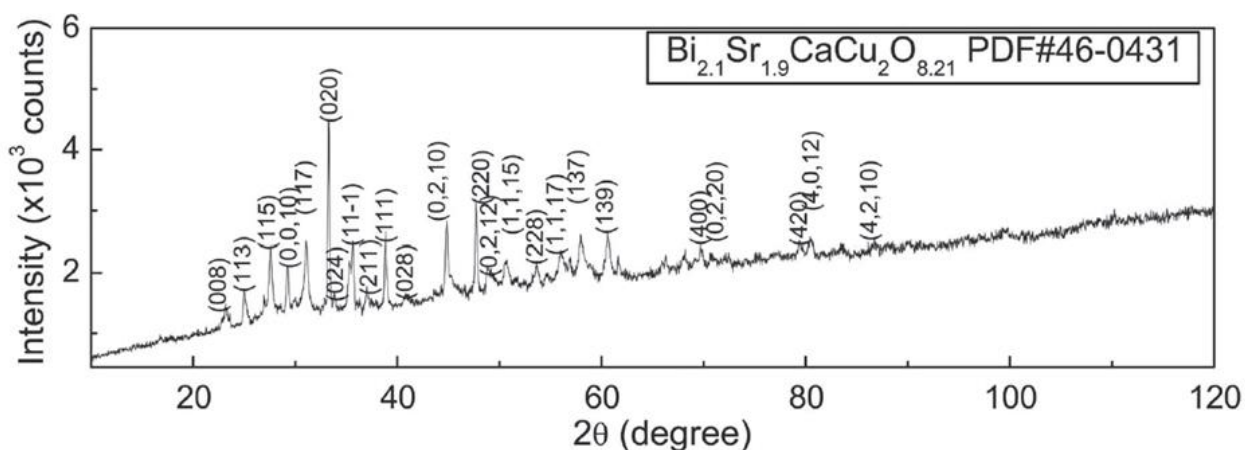


Рис. 30. Дифрактограмма образца.

На Рис. 30 показана дифрактограмма образца. Основные пики соответствуют фазе Bi-2212. Определенный по методу Вильямсона-Холла [342] размер кристаллитов равен 46 nm.

Микрофотография исследуемого материала представлена на Рис. 31. Нанонити имеют диаметр  $\sim 0.3 \mu\text{m}$  и длину  $\sim 0.1 \text{ cm}$  (см. гистограмму на Рис. 32, построенную из микрофотографий полотна).

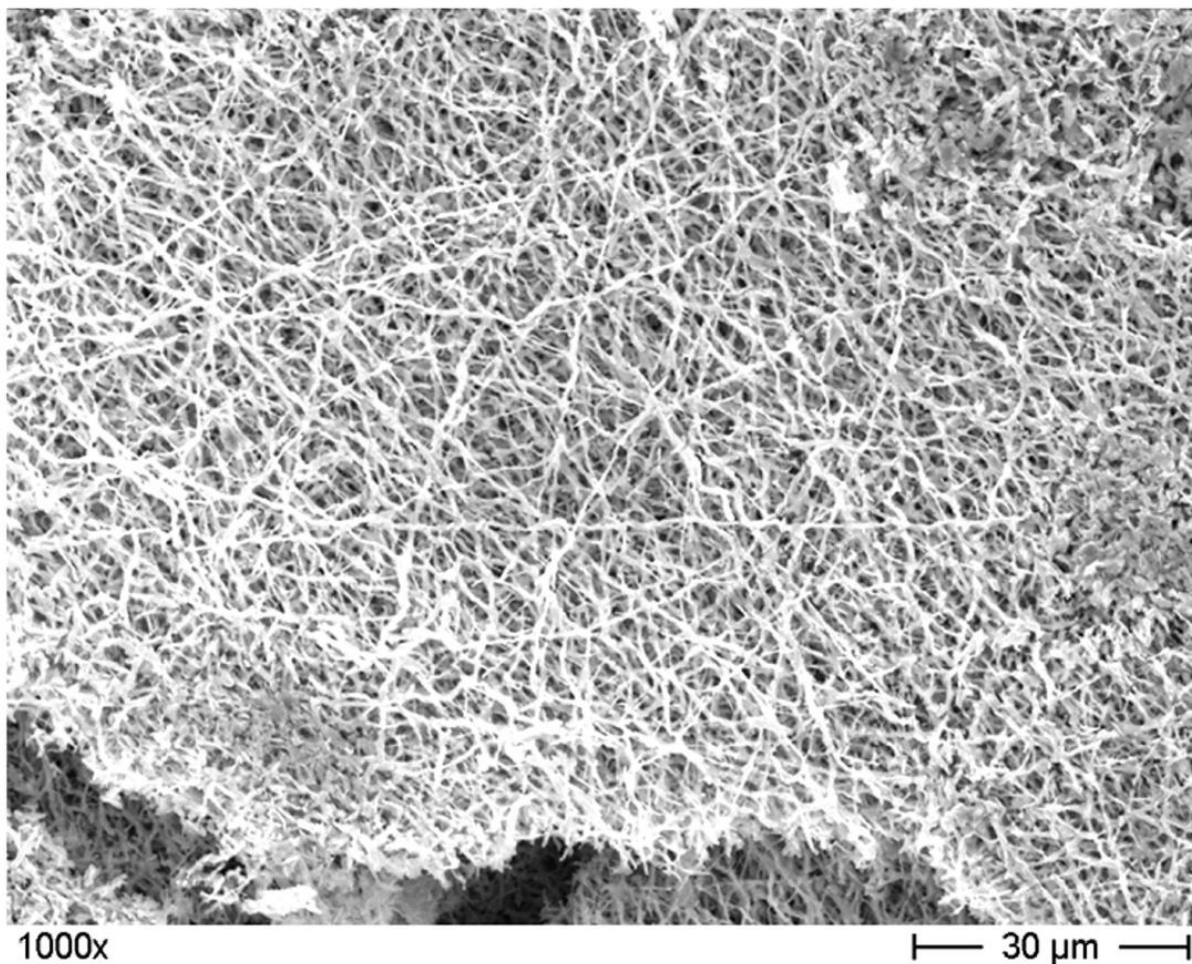


Рис. 31. Микрофотография SEM образца.

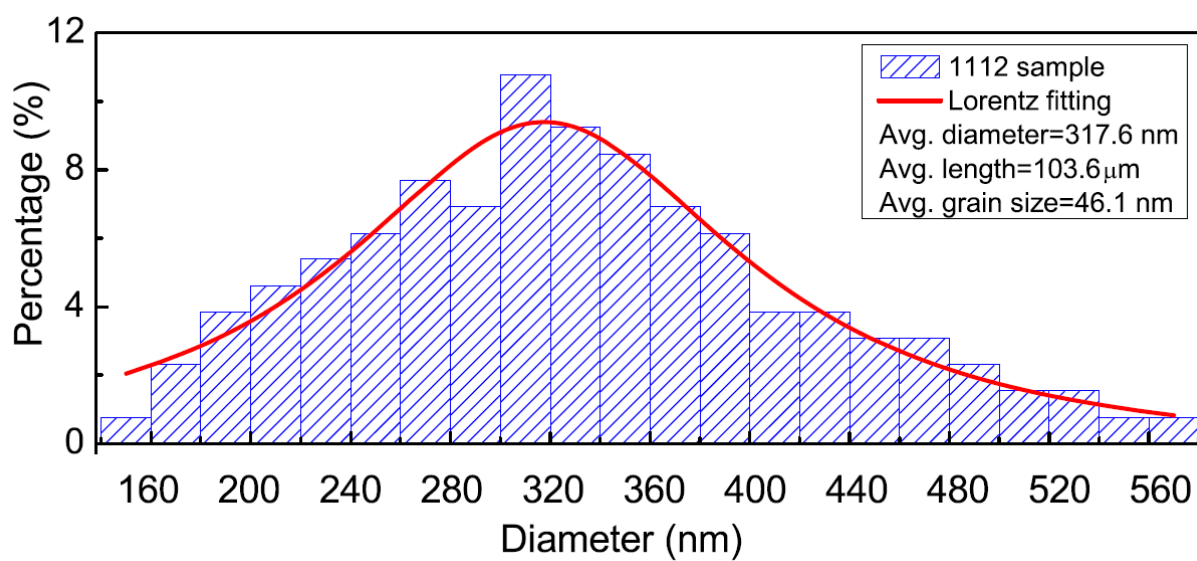


Рис. 32. Распределение диаметров нанопроволок в полотне.

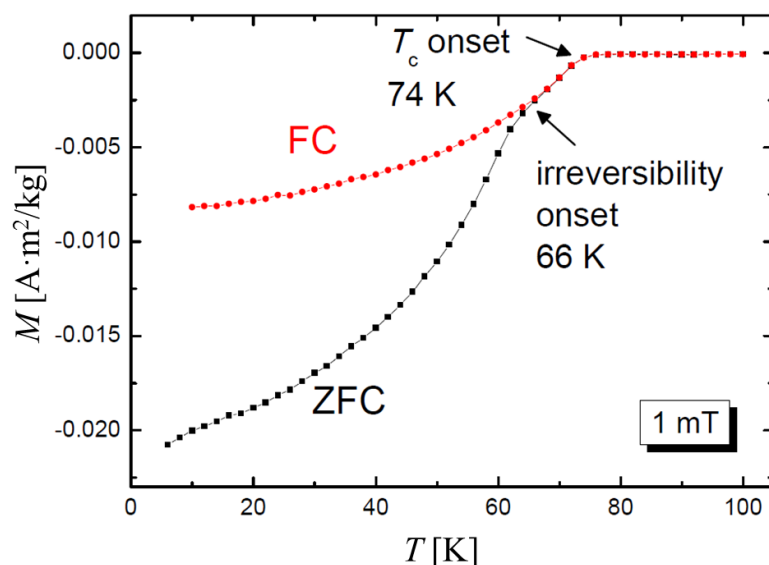


Рис. 33. Температурная зависимость намагниченности.

На Рис. 33 приведена температурная зависимость намагниченности  $M$  в поле 0.001 Тл. Температура появления диамагнитного сигнала на зависимости  $M(T)$  равна 74 К. Это значение меньше известной критической температуры  $\text{Bi-2212}$  ( $\approx 91$  К). Понижение  $T_c$  вероятно связано с малыми размерами кристаллитов и сформированных из них нанонитей.

#### 4.3.2. Петли гистерезиса намагниченности и плотность критического тока полотна из нанонитей $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$

На Рис. 34 приведены петли гистерезиса намагниченности  $\text{Bi2212}_{\text{nw}}$ , измеренные при температурах от 5 К до 30 К. При более высоких температурах гистерезис существует только в очень малых магнитных полях. Зависимости намагниченности, измеренные при температурах 40–70 К, представлены на Рис. 35.

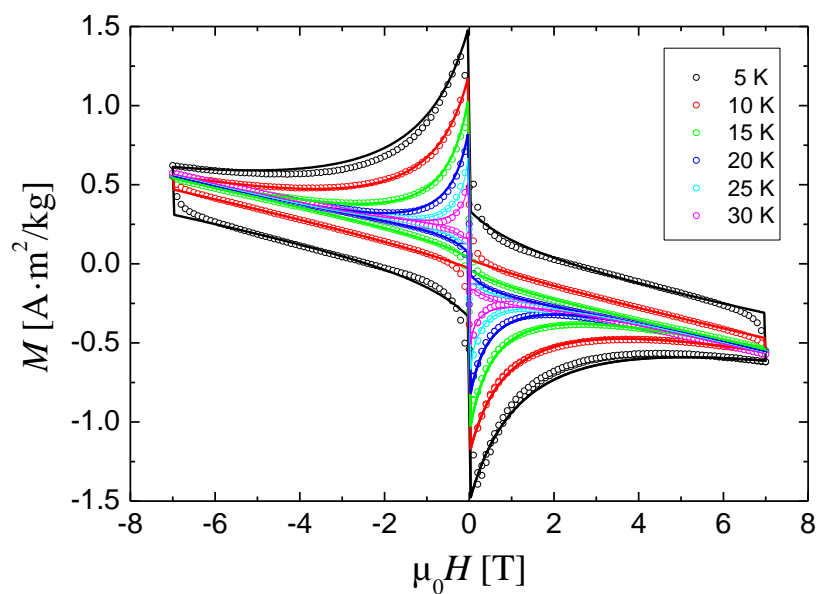


Рис. 34. Петли гистерезиса намагниченности полотна из нанонитей Bi-2212 при температурах 5÷30 К.

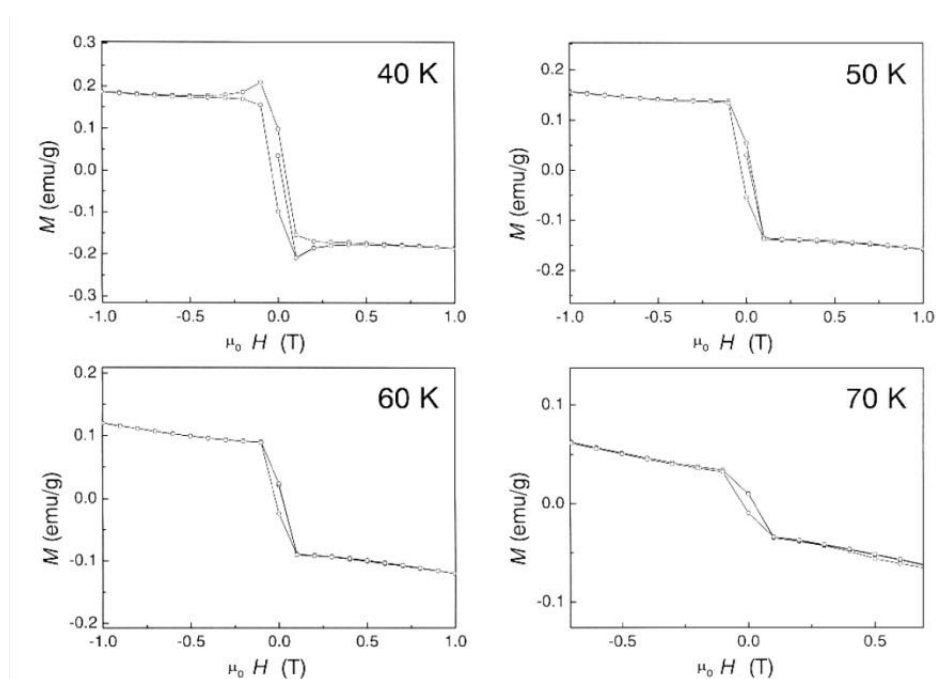


Рис. 35. Кривые намагниченности полотна из нанонитей Bi-2212 при температурах 40÷70 К.

Петли гистерезиса намагниченности Bi2212\_nw выглядят наклоненными или повернутыми по часовой стрелке. Этот наклон указывает на то, что измеренные зависимости являются суперпозицией петли гистерезиса



сверхпроводящей фазы  $M_S(H)$  и вклада от диамагнитной фазы  $M_D(H)$ . В больших полях сигнал  $M_D(H)$  присутствует, а сигнал  $M_S(H)$  исчезает, так как сверхпроводящие токи подавляются. По-видимому, вклад  $M_D(H)$  вызван диамагнитными атомами  $Bi$ . Для того, чтобы получить зависимость  $M_S(H)$ , диамагнитный сигнал  $M_D(H) = \chi_m H$  вычитался из экспериментальных петель намагниченности. Для определения  $\chi_m$  желательно получить участок зависимости  $M(H)$  в полях выше  $H_{c2}$ , когда  $M_S(H) = 0$ . Измерения были проведены в меньших полях. Поэтому  $\chi_m$  выбиралась так, чтобы полученная петля  $M_S(H)$  не имела добавочного наклона. На Рис. 36 показан пример определения петли  $M_S(H)$ .

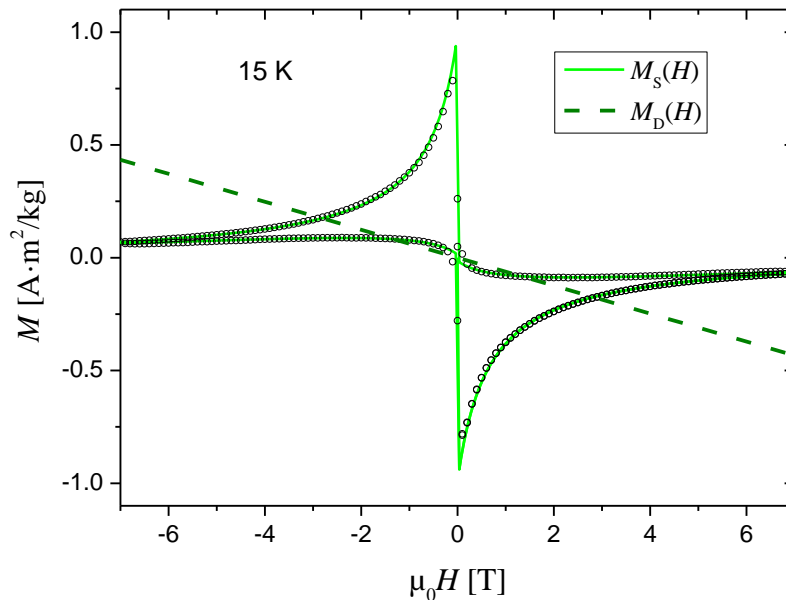


Рис. 36. Зависимости намагниченности сверхпроводящей и диамагнитной фаз. Точками показана экспериментальная петля гистерезиса, повернутая против часовой стрелки. Линии – результат расчета.

Полученные петли  $M_S(H)$  обладают асимметрией относительно оси  $H$  ( $M = 0$ ), выраженной сильнее, чем у других исследованных поликристаллических сверхпроводников. Асимметрия увеличивается с ростом температуры и магнитного поля. Петля при наименьшей температуре 5 К уже обладает выраженной асимметрией относительно оси  $H$ .



Асимметрия петель намагниченности увеличивается при росте температуры и магнитного поля. При  $T = 30$  К  $\mu_0 H_{\text{irr}} \approx 0.15$  Тл, а при  $T = 40$  К  $\mu_0 H_{\text{irr}} \approx 0.05$  Тл. Сильная асимметрия петель и малые значения  $H_{\text{irr}}$  связаны с малым диаметром нанонитей в исследуемом материале.

Сделаем предварительную оценку  $J_{c0}$  по формуле Бина (1), используя размер образца  $R \approx 0.5$  см и плотность  $0.05$  г/см<sup>3</sup>. Получаем очень малое значение,  $J_{c0} \approx 40$  кА/м<sup>2</sup> при 5 К.

Используя формулу (29), оцениваем из асимметрии петли  $l_{s0}/R \approx 0.15$  при 5 К. Глубина проникновения магнитного поля  $\lambda_0$  равна 260 нм для Bi-2212 [309], следовательно,  $l_{s0}$  не меньше 0.26  $\mu\text{m}$  и размер  $R$  должен быть  $\sim 1.7$   $\mu\text{m}$ . Используя это значение и теоретическую плотность Bi-2212  $6.4$  г/см<sup>3</sup>, получаем  $J_{c0} \approx 1.5 \cdot 10^{10}$  А/м<sup>2</sup> при 5 К. Однако величина 1.7  $\mu\text{m}$  не соответствует никакому выделенному размеру в исследуемом материале, такой размер в 11 раз больше усредненного радиуса одиночной нанонити (0.16  $\mu\text{m}$ ) и в 700 раз меньше радиуса образца (1.2 см). Определенно, для данного материала масштаб циркуляции тока в больших полях является диаметр одиночной нанонити, 0.32  $\mu\text{m}$ . Возможно, асимметрия петли гистерезиса уменьшается в наноструктурированных сверхпроводниках при уменьшении размера  $R$  до значений близких к  $\lambda_0$ , когда одиночная гранула (нанонить) может содержать лишь несколько вихрей Абрикосова. При этом равенство между величиной  $\lambda_0$  и параметром  $l_{s0}$ , определяемым из асимметрии петли гистерезиса намагниченности по формуле (29), перестает выполняться. Как будет показано ниже, петля гистерезиса при  $T = 5$  К успешно описывается при  $R = 0.16$   $\mu\text{m}$ ,  $l_{s0} = 0.024$   $\mu\text{m}$ , и соответствующие значения  $j_{c0}$  меньше тока депиннинга для Bi-2212 (Таблица 7).

РМКС была применена к описанию петель гистерезиса намагниченности. Содержание сверхпроводящей фазы определялось по сравнению начального участка зависимости  $M(H)$  с диамагнитной зависимостью  $M = -H$ . Приведенные в работе [365] значения  $j_{c0}$  были занижены в 1.7 раз, так как оценивались без учета уменьшенного содержания

сверхпроводящей фазы. Рассчитанные кривые хорошо описывают полученные петли  $M_S(H)$  при температурах 5÷30 К. Таблица 7 содержит значения параметров, использованных при вычислениях петель. При увеличении температуры значения  $j_{c0}$ ,  $B_0$  уменьшались, а значение  $l_{s0}$  увеличивалось. Во всех температурах использовались значения  $H_{c2}(T) = 500B_0(T)/\mu_0$ . Параметр  $\alpha$ , определялся по формуле (17) из зависимостей  $F_p(H)$  (см. ниже), получено значение  $\alpha = 0.63$  для всех температур. Все расчеты проводились для значения  $R = 0.16 \mu\text{m}$ .

На Рис. 37а приведены зависимости плотности макроскопического внутригранульного критического тока от магнитного поля (линии), вычисленные по формуле (15) с подгоночными параметрами РМКС. Наблюдается отличное согласие между зависимостями, найденными по формуле Бина (1), и зависимостями, найденными с помощью РМКС.

Таблица 7. Параметры, используемые при вычислении петель намагниченности полотна из нанонитей Bi-2212.

$T$ [К]	$j_{c0}$ [ $10^{10} \text{ A/m}^2$ ]	$B_0$ [Тл]	$l_{s0}/R$	$J_{c0}$ [ $10^{10} \text{ A/m}^2$ ]
5	30	0.32	0.14	19.1
10	25	0.22	0.17	14.0
15	20	0.16	0.21	9.9
20	17	0.12	0.23	7.8
25	15	0.09	0.24	6.5
30	13	0.07	0.26	5.1

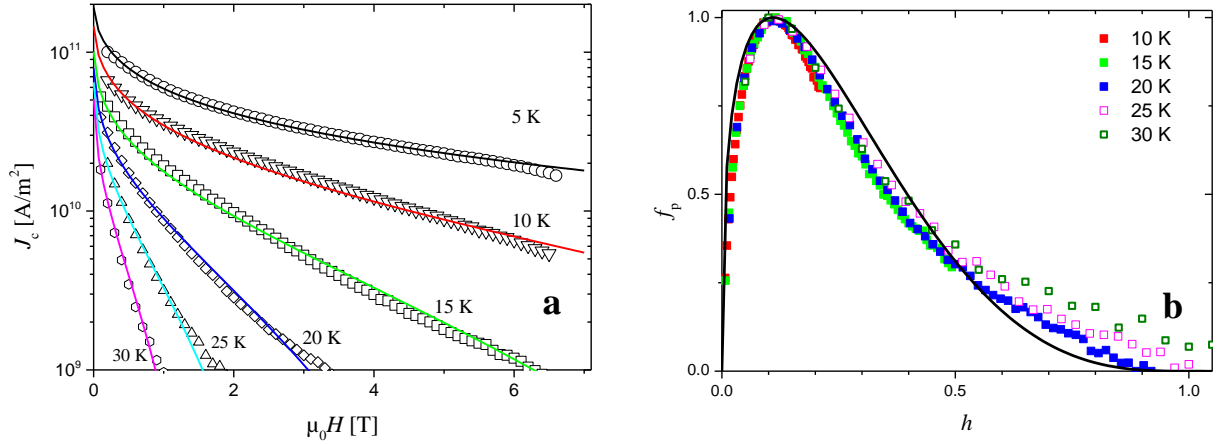


Рис. 37. Зависимости плотности макроскопического критического тока (а) и силы пиннинга (б) от магнитного поля. Точки определены из петель намагниченности по формуле Бина (1), линии вычислены по формуле (15) с подгоночными параметрами РМКС.

Зависимости  $F_p(H)$  при температурах 5-30 К имеют максимум при  $H \approx 0.11 H_{irr}(T)$ . На Рис. 37б приведены полевые зависимости силы пиннинга в координатах  $f_p = F_p/F_{max}(T)$  от  $h = H/H_{irr}(T)$ . В этих координатах выполняется скейлинг, все зависимости могут быть описаны одной функцией. Линия на Рис. 37б – это скейлинговое соотношение (3) с параметрами  $p = 0.37$ ,  $q = 3$ , соответствующими  $h_0 = 0.11$ .

На Рис. 38 показана зависимость  $j_{c0}(T)$ . Значения  $j_{c0}$  экспоненциально убывают с ростом температуры. На графике (Рис. 38) приведена линейная зависимость, полученная методом наименьших квадратов для значений  $\log_{10}(j_{c0})$ . Полученная линия описывается уравнением  $j_{c0}(T) = j_{c0}(T=0) \exp(-T/T_0)$  при  $j_{c0}(T=0) = 35 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ ,  $T_0 = 28.76 \text{ K}$ , стандартная ошибка 0.0110. Такая температурная зависимость  $j_{c0}(T)$  свидетельствует о коллективном пиннинге вихревой решетки на слабых центрах пиннинга [148].

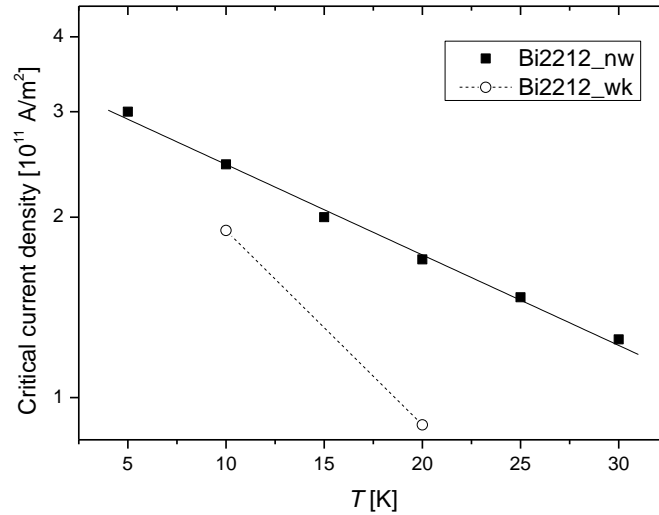


Рис. 38. Зависимость плотности внутригранульного критического тока  $j_{c0}$  Bi2212\_nw и Bi2212\_wk от температуры. Прямые линии – это зависимость  $j_{c0}(T) = j_{c0}(T=0)\exp(-T/T_0)$ .

#### 4.3.3. Сравнение магнитных свойств полотна из нанонитей и вискера $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$

В этом разделе проведено сравнение магнитных свойств полотна из нанонитей и монокристаллического вискера  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ . Вискер имел размеры  $2 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m} \times 1 \text{cm}$ . Критическая температура вискера, определенная из магнитных измерений равна 91 К [Altin11].

На Рис. 39 приведены петли гистерезиса намагниченности Bi2212\_wk, измеренные при температурах от 10 К до 40 К. Петля гистерезиса намагниченности Bi2223\_wk при  $T = 10 \text{ К}$  обладает малой асимметрией относительно оси  $M = 0$ . Асимметрия петель намагниченности относительно оси  $M = 0$  увеличивается при росте температуры и магнитного поля. При  $T = 40 \text{ К}$   $\mu_0 H_{irr} \approx 0.5 \text{ Тл}$ .

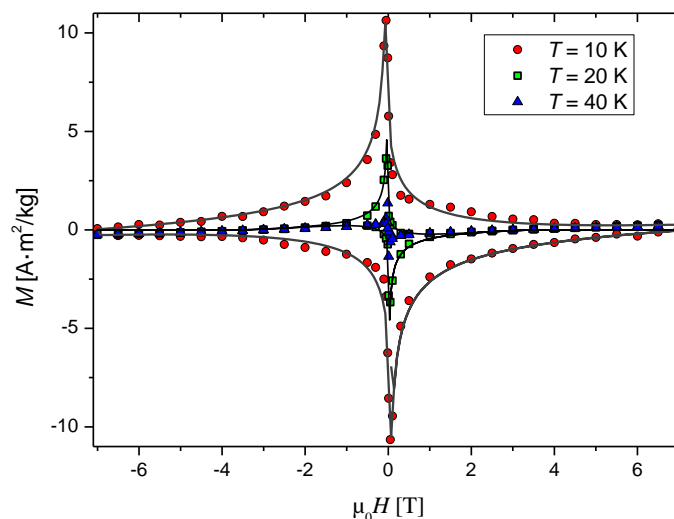


Рис. 39. Петли гистерезиса намагниченности вискера Bi-2212 в разных температурах.

Из асимметрии петли гистерезиса намагниченности при  $T = 10$  К, используя формулу (29), оцениваем  $l_{s0}/R \approx 0.13$ . Глубина проникновения магнитного поля  $\lambda_0$  равна 260 нм для Bi-2212 [309], следовательно,  $l_{s0}$  не меньше 0.26  $\mu\text{m}$  и  $R$  меньше 2  $\mu\text{m}$  ( $\sim 1$   $\mu\text{m}$ ). Такой масштаб соответствует толщине вискера.

Таблица 8. Значения параметров вискера Bi-2212.

$T$ [К]	$j_{c0}$ [ $10^6$ А/см $^2$ ]	$B_0$ [Тл]	$l_{s0}/R$	$J_{c0}$ [ $10^{10}$ А/м $^2$ ]
10	19	0.13	0.13	12.5
20	9	0.04	0.18	5.0

Петля гистерезиса намагниченности вискера описывается с помощью РМКС. Расчет проводился по РМКС для образца в форме тонкой пластины с толщиной 2  $\mu\text{m}$ . Таблица 8 содержит значения параметров, используемых при вычислениях, параметр  $\alpha = 0.63$ , как и для полотна из нанонитей Bi-2212.

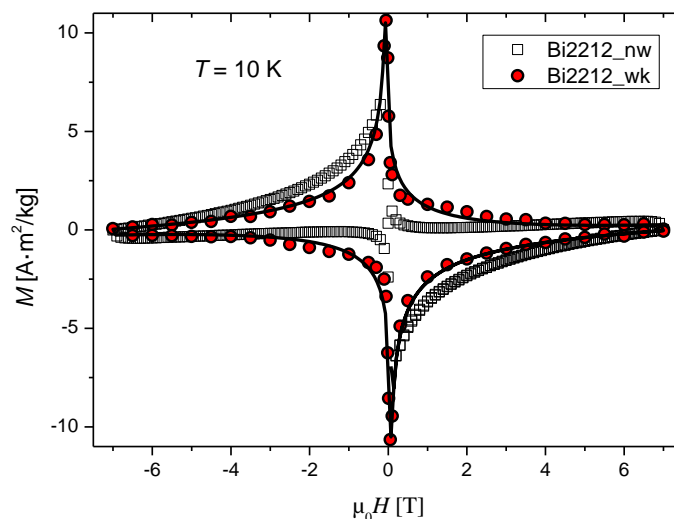


Рис. 40. Петли гистерезиса Bi2212\_wk (квадраты) и Bi2212\_nw (кружки) без добавочных вкладов в намагниченность. Сплошная линия – расчет по РМКС. Намагниченность Bi2212\_nw увеличена в 6.25 раза.

На Рис. 40 приведены петли гистерезиса намагниченности сверхпроводящей фазы полотна из нанонитей Bi2212\_nw (увеличенные в 6.25 раза, во столько раз отличаются масштабы циркуляции токов в этих образцах) и вискера Bi2212\_wk, измеренные при температуре 10 К. Ветвь  $M\uparrow(H)$  Bi2212\_wk практически совпадает с увеличенной в 6.25 раза ветвью  $M\uparrow(H)$  Bi2212\_nw. При этом петли гистерезиса Bi2212\_wk обладают асимметрией меньшей, чем у Bi2212\_nw. Отсюда следует, что различие в диамагнитном сигнале вискера и полотна вызвано большим масштабом циркуляции токов в вискере. При повышении  $T$  значения  $M_{\text{ит}}$  и  $\Delta M$  вискера уменьшаются быстрее, чем для Bi2212\_nw (см. Рис. 40). В 10 К  $M_{\text{ит}}$  для Bi2212\_nw примерно в 5 раз меньше, чем для Bi2212\_wk. В 20 К  $M_{\text{ит}}$  для Bi2212\_nw примерно в 3 раз меньше, чем для Bi2212\_wk. Это показывает, что зависимость  $j_{c0}(T)$  для Bi2212\_wk спадает быстрее, чем для Bi2212\_nw (см. Рис. 38). Значения  $j_{c0}$  для Bi2212\_nw и Bi2212\_wk примерно равны только в 10 К. При этом с увеличением магнитного поля  $j_c$  для Bi2212\_nw уменьшается медленнее, чем для Bi2212\_wk. По-видимому, это связано с

разупорядочением нанонитей. В случае образцов Bi-2223 также наблюдалось, что  $j_c$  для Bi2223\_por уменьшается медленнее, чем для Bi2223\_tex при  $H \parallel c$ .

Различия петель намагниченности Bi2212\_wk и Bi2212\_nw вероятно вызваны большей величиной вклада от поверхностного барьера в намагниченность Bi2212\_nw.

#### 4.4. Основные результаты

Исследованы зависимости намагниченности от магнитного поля сверхпроводников Bi-2223 и Bi-2212 с различными модификациями структуры. Петли гистерезиса намагниченности образцов в разных температурах успешно описаны с помощью расширенной модели критического состояния.

Установлено, что намагниченность поликристаллических образцов, состоящих из сильноанизотропных гранул, определяется токами, циркулирующими в  $ab$  плоскостях гранул. Именно увеличенный размер гранул приводит к большой величине ширины намагниченности  $\Delta M$  пористого Bi-2223 на единицу массы, превышающей значения  $\Delta M$  других исследованных образцов.

Циркуляционный радиус, оцененный по расширенной модели критического состояния, совпадает с радиусом гранул в  $ab$  плоскости. Исследованные материалы Bi-2223 и Bi-2212 обладают высокой плотностью внутригранульного критического тока, около 10% от плотности тока распаривания для Bi-2223 и около 30% от плотности тока распаривания для Bi-2212. Найденные значения плотности критического тока в разных температурах соответствуют коллективному закреплению вихрей Абрикосова на слабых центрах пиннинга.

Установлено, что наблюдаемая анизотропия намагниченности текстурированного Bi-2223 дает информацию об упорядочении гранул, а не о внутренней анизотропии гранул. Неидеальное упорядочение

сильноанизотропных гранул  $\text{Vi-2223}$  приводит к низким значениям наблюдаемой анизотропии намагниченности текстурированного  $\text{Vi-2223}$ . Упорядочение гранул влияет на  $\Delta M$  и на значения характеристических полей ( $H_{c2}$ ,  $H_{irr}$ ).

Низкая плотность пористого  $\text{Vi-2223}$  и полотна из нанонитей  $\text{Vi-2212}$  делают эти материалы привлекательными для использования в космических системах, в которых накладывается ограничение на массу рабочих элементов. Пористые сверхпроводники могут использоваться в системах стыковки космических аппаратов, системах сбора космического мусора, системах микрометеоритной защиты

Полученные результаты опубликованы в работах [302–305,307,330,365,366].



## ГЛАВА 5. ПИК-ЭФФЕКТ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ $Y(RE)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$

*В сложных условиях лавирования  
между пиками слишком опасно было  
доверять управление человеку,  
потерявшему голову от страха.*

*Г. Лавкрафт*

В данной главе представлены измерения зависимостей намагниченности от магнитного поля для ВТСП RE-123 и Y(RE)-123, где RE – это редкоземельный элемент.

В цикле работ, посвященных Y-123 [334], Nd-123 [335] и Eu-123 [336], изучалось влияние температуры 24-часового отжига в кислородной атмосфере, проводимого после стандартного твердотельного синтеза, на сверхпроводящие свойства. Для всех образцов Y-123 проводились транспортные и магнитные измерения. Было установлено, что образцы с наибольшим значением  $T_c$  и наименьшим значением сопротивления выше  $T_c$  обладают максимальным диамагнитным откликом в сверхпроводящем состоянии. Транспортные измерения проводились на образцах Nd-123 и Eu-123 с различной температурой отжига. Магнитные измерения для Nd-123 и Eu-123 проводились только на образцах с наибольшим значением  $T_c$  и наименьшим значением сопротивления при температурах выше  $T_c$ .

На петлях намагниченности Nd-123 и Eu-123 присутствует выраженный вторичный пик (fishtail) в полях меньше 6 Тесла. В то же время для Y-123 признаки вторичного пика отсутствуют в полях до 6 Тесла. Для исследования пик-эффекта была синтезирована серия образцов Y(Nd)-123 с различным содержанием Nd, замещающего Y.

## 5.1. Влияние температуры отжига на магнитные свойства поликристаллического $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

### 5.1.1. Характеризация

Исследовались образцы с номинальным составом  $\text{Y}_{0.77}\text{Se}_{0.33}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ , полученные при температуре отжига 900, 920, 940, 960 °С. Полученные образцы обозначались соответственно Y123\_900, Y123\_920, Y123\_940, Y123\_960. При 980 °С материал плавился. На Рис. 41 показаны дифрактограммы образцов. Основные пики соответствуют фазе  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с орторомбической решеткой. Параметры кристаллической ячейки (Таблица 9) близки к параметрам системы Y-123. На дифрактограммах присутствуют примесные пики, соответствующие  $\text{BaSeO}_4$  и  $\text{CuSe}_2\text{O}_5$ .

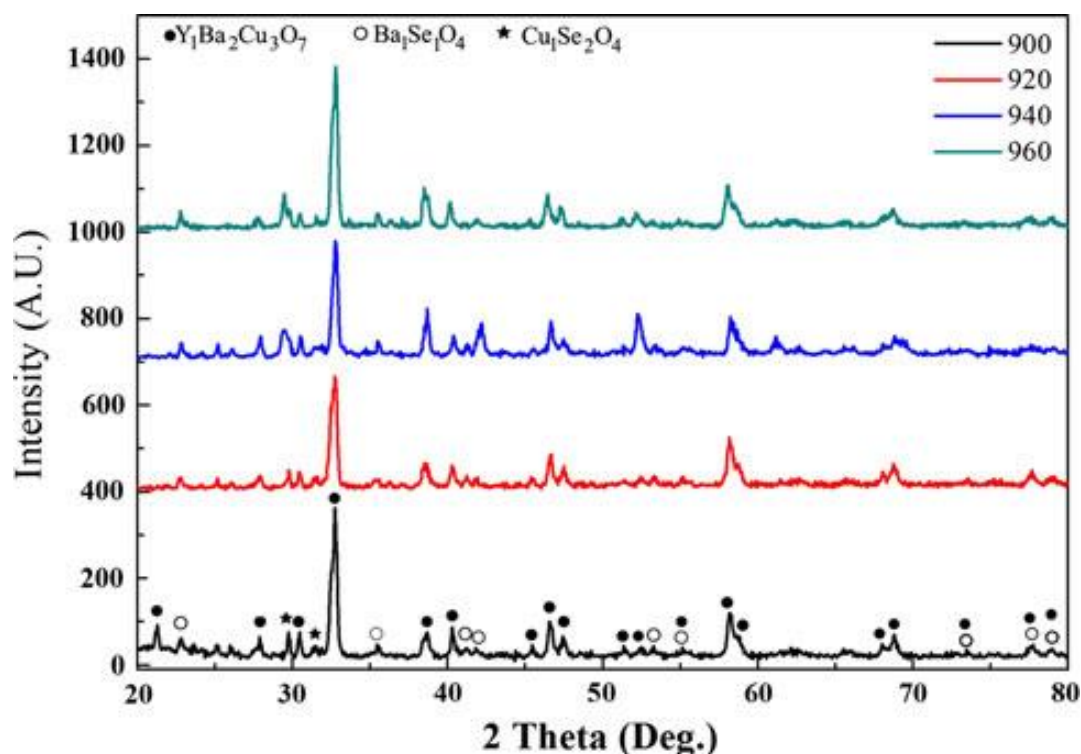


Рис. 41. Дифрактограммы образцов.

На Рис. 42 приведены микрофотографии материалов. EDS анализ изображений (энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия) показал, что основная матрица соответствует составу Y-123, а в темных регионах на

поверхности образца присутствуют элементы, соответствующие  $\text{BaSeO}_4$  и  $\text{CuSe}_2\text{O}_5$ . При увеличении температуры синтеза поверхностная морфология материалов изменялась, увеличивалось количество частично расплавленных гранул.

Таблица 9. Параметры ячейки образцов.

Образец	$a$ [Å]	$b$ [Å]	$c$ [Å]
Y123_900	3.824	3.887	11.697
Y123_920	3.826	3.888	11.706
Y123_940	3.827	3.887	11.731
Y123_960	3.816	3.897	11.724

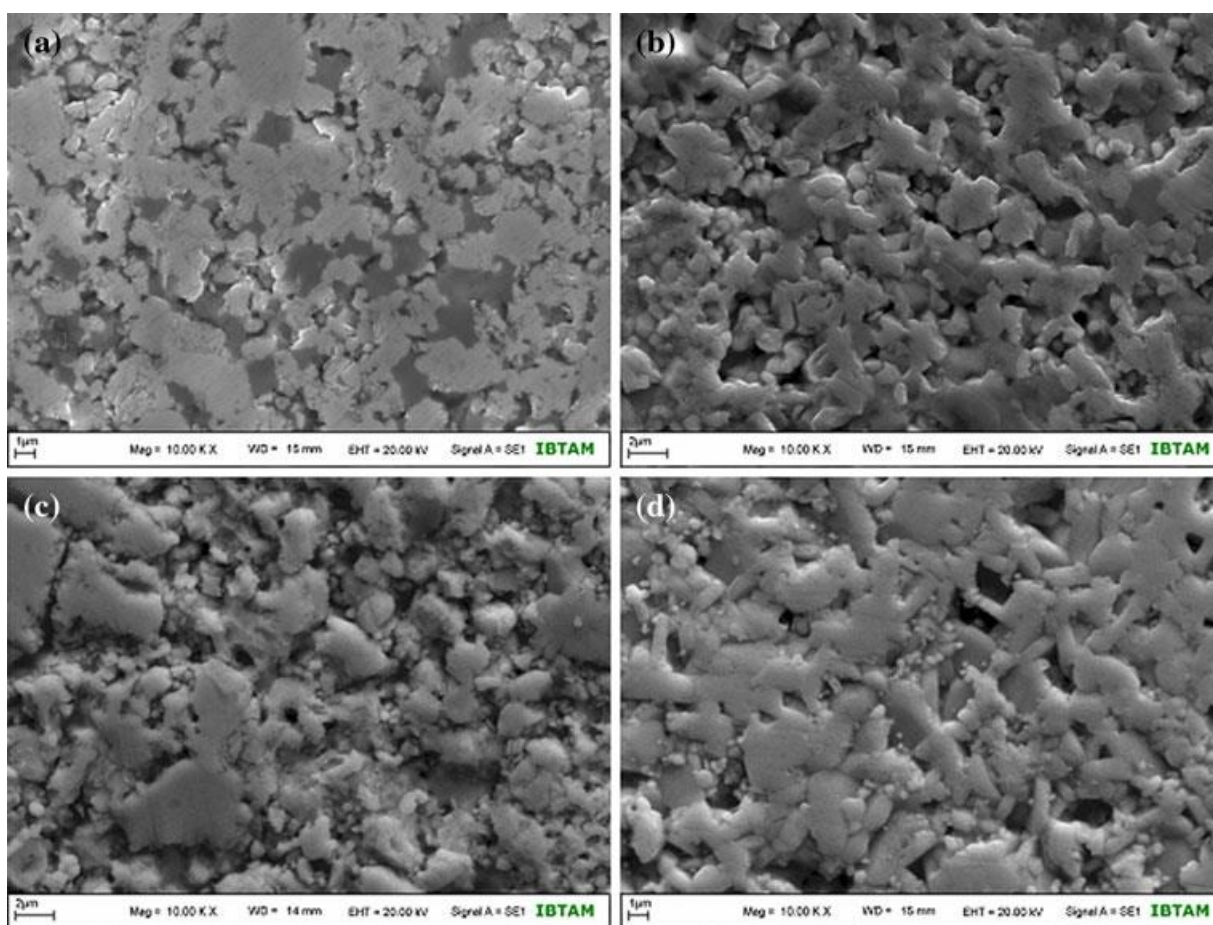


Рис. 42. Микрофотографии SEM образцов Y123\_900 (a), Y123\_920 (b), Y123\_940 (c), Y123\_960 (d).

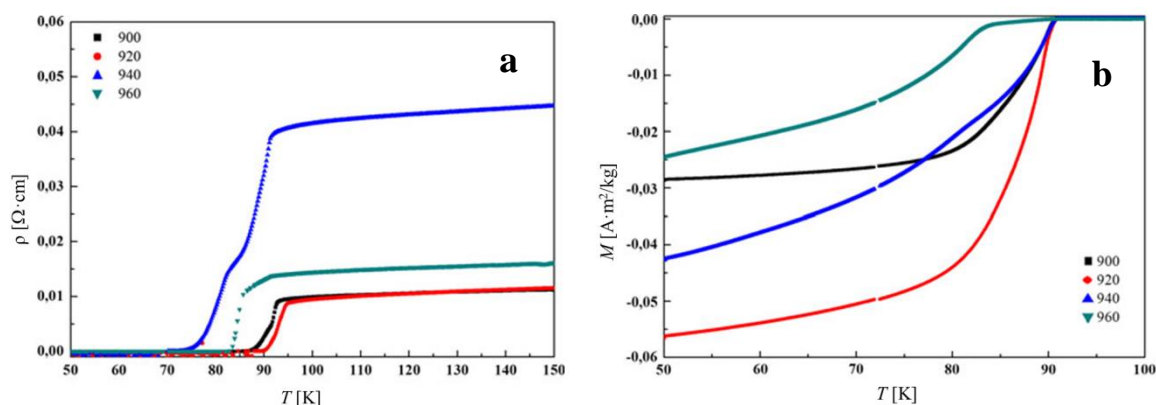


Рис. 43. Температурные зависимости удельного сопротивления (а) и намагниченности (б).

Таблица 10. Значения  $T_c$  образцов.

Образец	$T_c$ из $\rho(T)$ [K]	$T_{c0}$ из $\rho(T)$ [K]	$T_c$ из $M(T)$ [K]
Y123_900	92.9	87.1	90.7
Y123_920	94.3	90.2	90.9
Y123_940	91.7	75.6	90.6
Y123_960	90.8	82.6	80.4

На Рис. 43 приведены температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho$  в нулевом внешнем магнитном поле и намагниченности  $M$  в поле 0.0015 Тл. Температура начала резистивного перехода  $T_c$  образцов, температура исчезновения сопротивления  $T_{c0}$  (по критерию 1 % от сопротивления при температуре выше  $T_c$ ) и температура появления диамагнитного сигнала на зависимостях  $M(T)$  приведены в таблице (Таблица 10). Зависимости  $\rho(T)$  и  $M(T)$  имеют вид, характерный для композитов из ВТСП и несверхпроводящего ингредиента [367]. Затянутый “хвост” резистивного перехода от  $T_c$  до  $T_{c0}$  свидетельствует о реализации сети слабых связей и влиянии несверхпроводящей фазы на протекание тока через образец [368].

Полученные результаты говорят о формировании в образцах композитной системы из Y-123 и селеносодержащих оксидов. Оптимальная температура отжига для данного соединения 920 °С. При этой температуре у материала достигается максимальное значение  $T_c$  и максимальный диамагнитный сигнал на зависимости  $M(T)$ .

### 5.1.2. Петли гистерезиса намагниченности

На Рис. 44 приведены петли гистерезиса намагниченности образцов Y-123, измеренные при температурах от 10 К до 50 К. На зависимостях  $M(H)$  заметно присутствие дополнительного парамагнитного вклада.

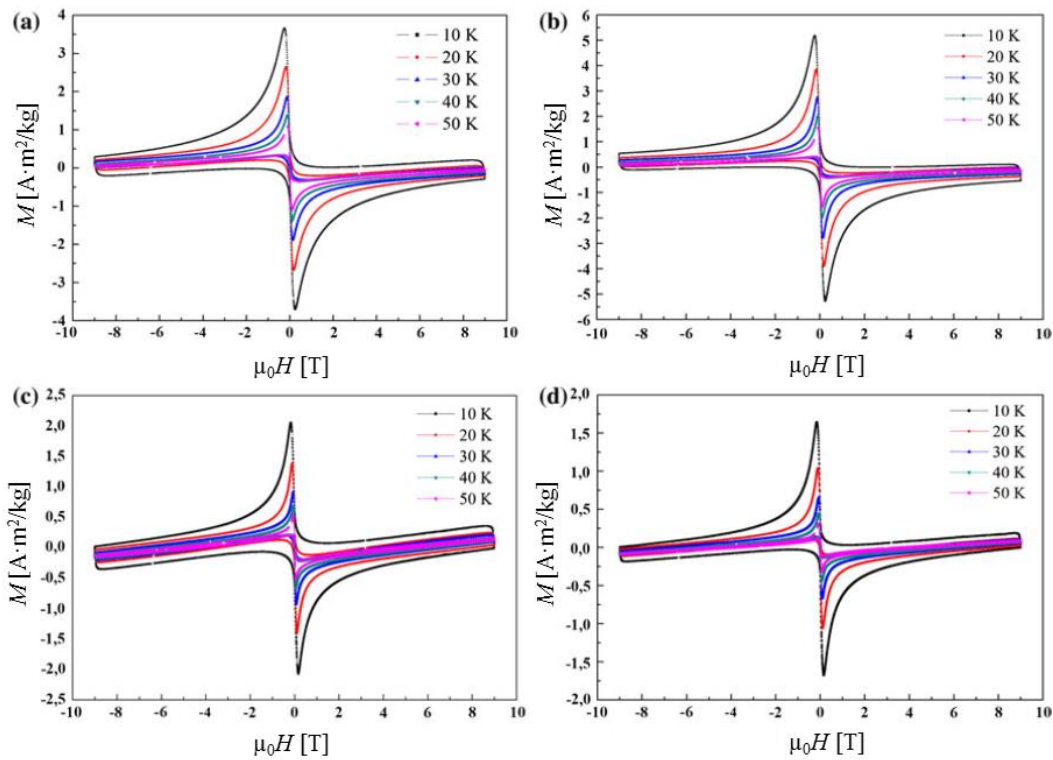


Рис. 44. Петли гистерезиса намагниченности Y-123 в разных температурах. Температура отжига а) 900 °С, б) 920 °С, в) 940 °С, д) 960 °С.

Петли гистерезиса намагниченности образцов с разной температурой отжига не совпадают. Наибольшее значение диамагнитного отклика  $|M_p|$  у образца Y123\_920. При увеличении температуры отжига выше 920 °С

диамагнитный отклик образцов уменьшался. В таблице (Таблица 11) представлены значения максимального диамагнитного отклика для этих образцов в 10 К и 50 К.

Для петель гистерезиса намагниченности выполняется скейлинг. После вычитания добавочного парамагнитного отклика и перестроения в координатах  $M/|M_p|$  от  $H/H_p$ , все петли в одинаковой температуре стягиваются в одну петлю (Рис. 45).

Петли гистерезиса намагниченности Y-123 могут иметь вторичный пик (пик-эффект) [192]. На представленных петлях намагниченности нет явных признаков пик-эффекта. Однако замедленное уменьшение высоты петли гистерезиса намагниченности в больших полях может свидетельствовать о пик-эффекте в этих образцах в полях больше 6 Тл.

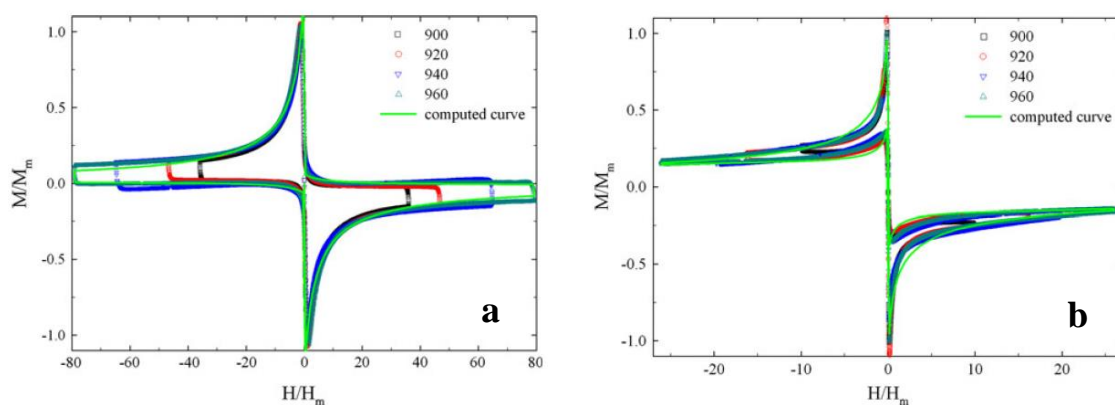


Рис. 45. Скейлинг петель гистерезиса намагниченности Y-123 при 10 К (а) и 50 К (б).

### 5.1.3. Анализ

Различная величина диамагнитного отклика в исследуемых образцах может быть вызвана различиями в следующих параметрах: 1) плотность критического тока  $j_{c0}$ , 2) масштаб циркуляции токов  $R$ , 3) содержание сверхпроводящей фазы  $P_S$ .

Содержание сверхпроводящей фазы  $P_S$  оценивалось по отклонению начального линейного участка зависимостей  $M(H)$  от прямой  $M = -H$  (см.

Рис. 46а). Полученные значения  $P_S$  приведены в таблице (Таблица 11). Максимальное содержание сверхпроводящей фазы 37 % у образца Y123\_920.

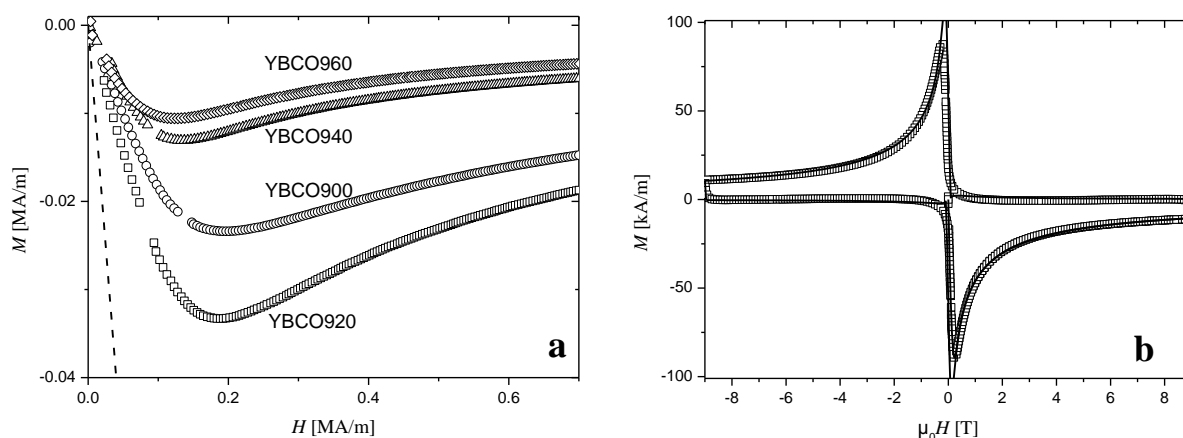


Рис. 46. Определение содержания сверхпроводящей фазы. а) Начальные участки кривых намагниченности при 10 К. Штриховая прямая показывает намагниченность абсолютного диамагнетика  $M = -H$ . б) Петля гистерезиса намагниченности Y123\_920 при 10 К с учетом только объема, занятого сверхпроводящей фазой.

На Рис. 46б показана петля гистерезиса намагниченности Y123\_920 при 10 К с учетом только объема, занятого сверхпроводящей фазой. Сплошная линия на Рис. 46б – это зависимость  $M(H)$ , рассчитанная по РМКС с параметрами  $j_{c0} = 55 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$   $B_0 = 0.41 \text{ Тл}$ .

Асимметрия петель гистерезиса намагниченности всех образцов одинаковая. Используя формулу (29), оцениваем  $l_{s0}/R \approx 0.2$  при  $T = 10 \text{ К}$  (Таблица 11). Глубина проникновения магнитного поля  $\lambda_0$  принята равной 150 nm для Y-123 [115,143], соответствующее значение  $l_{s0} = 0.15 \text{ }\mu\text{m}$  дает  $R \sim 0.75 \text{ }\mu\text{m}$  для всех образцов. Следовательно, размер гранул в образцах при данных условиях отжига практически не изменялся.

Зависимости  $J_c(H)$  оценивались из петель намагниченности по формуле (15) с  $R = 0.75 \text{ }\mu\text{m}$  и с учетом  $P_S$ . Полученные зависимости показаны на Рис. 47. При 10 К максимальное значение  $J_c$  около  $20 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$  для образцов Y123\_900 и Y123\_920. При 50 К максимальное значение  $J_c \approx 4 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$



также наблюдается для образцов Y123\_900 и Y123\_920. Таким образом, максимальные значения плотности критического тока в исследуемых образцах составляют  $\sim 10\%$  от  $J_d$ . В образце с температурой отжига 920 °С одновременно достигаются наибольшие значения содержания сверхпроводящей фазы и внутригранульной плотности критического тока.

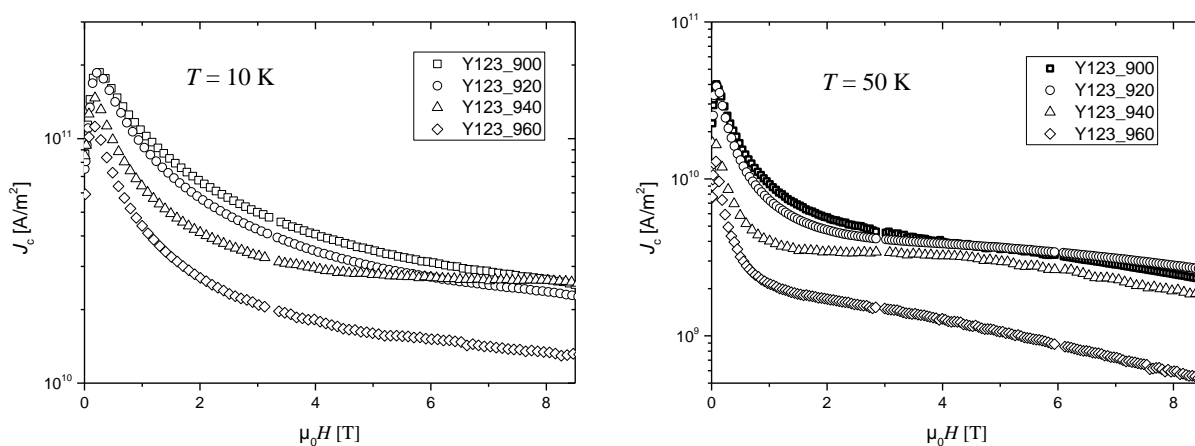


Рис. 47. Изменение плотности критического тока с магнитным полем.

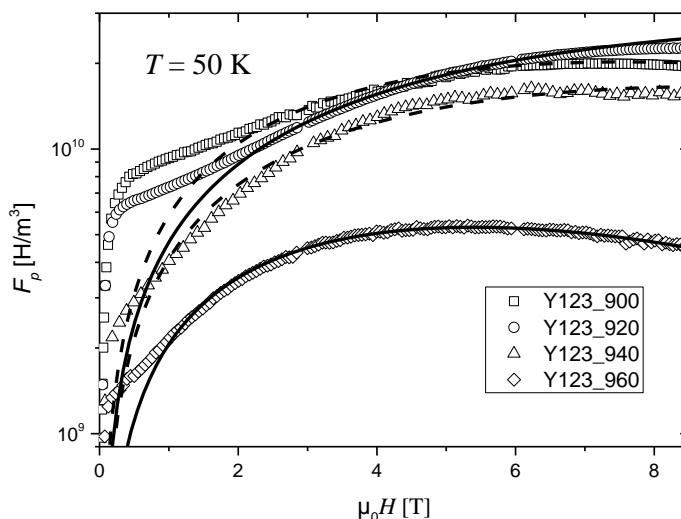


Рис. 48. Зависимости силы пиннинга от магнитного поля.

На Рис. 48 показаны зависимости  $F_p(H)$ , полученные из зависимостей Рис. 47б. Значения  $H_{итг}$  для всех образцов при температуре 50 К не достигнуто. Следовательно, из полученных участков зависимостей  $F_p(H)$  проблематично определить параметры скейлингового соотношения (3).



Применим такие значения  $p = 1$  и  $q = 4$ , использованные в работах [335,336], чтобы найти  $h_0 = H_{\text{peak}}/H_{\text{irr}}$ , где  $H_{\text{peak}}$  – это положение максимума зависимости  $F_p(H)$ . Из  $h_0 = p/(p + q)$  находим, что  $h_0 = 0.2$  и  $H_{\text{irr}} = 5H_{\text{peak}}$ . Сплошные и штриховые линии на Рис. 48 – это зависимости, построенные с  $p = 1$  и  $q = 4$  для разных значений  $H_{\text{irr}}$ , определенных из значений  $H_{\text{peak}}$ . Наблюдается хорошее согласие между скейлинговыми кривыми и участками зависимостей  $F_p(H)$  в полях более 2 Тл. Согласие отсутствует в области малых полей, менее 1 Тл, где имеется «горб», первичный пик. Определенные значения  $H_{\text{peak}}$  приведены в таблице (Таблица 11). Как видно, значение  $H_{\text{peak}}$  зависит от температуры отжига. При 50 К максимальное значение  $H_{\text{peak}} \approx 10$  МА/м у образца Y123\_920, а минимальное  $H_{\text{peak}} \approx 4.3$  МА/м у Y123\_960.

Наличие на зависимостях  $F_p(H)$  «горба» в малых полях и главного пика в больших полях свидетельствует о реализации пик-эффекта в исследуемых образцах Y-123. В 50 К пик-эффект происходит в полях больше 5 Тл. При  $T = 10$  К диапазон полей, в которых может наблюдаться пик-эффект, не достигнут.

Таблица 11. Значения параметров, определенные из петель гистерезиса.

	Y123_900	Y123_920	Y123_940	Y123_960
$M_d(10 \text{ К})$ [emu/g]	3.7	5.3	2.1	1.7
$M_d(50 \text{ К})$ [emu/g]	1.1	1.6	0.5	0.3
$\mu_0 H_p(10 \text{ К})$ [Тл]	0.25	0.24	0.17	0.16
$\mu_0 H_p(50 \text{ К})$ [Тл]	0.11	0.09	0.06	0.06
$l_{s0}/R(10 \text{ К})$	0.2	0.2	0.19	0.2
$R$ [ $\mu\text{м}$ ]	0.75	0.75	0.8	0.75
$P_s$	0.26	0.37	0.19	0.19
$\mu_0 H_{\text{peak}}(50 \text{ К})$ [Тл]	7.5	13	9	5.4

## 5.2. Пик-эффект в $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

### 5.2.1. Характеризация

Исследовались образцы номинального состава  $\text{Nd}(\text{Ba},\text{Nd})_{2.1}\text{Cu}_3\text{O}_7$  и  $\text{Eu}(\text{Eu},\text{Ba})_{2.125}\text{Cu}_3\text{O}_7$ , полученные при температуре отжига от 880 до 1100 °С. Соединение с Eu начинало плавиться в 1100 °С.

На Рис. 49 и Рис. 50 показаны дифрактограммы образцов с Nd и с Eu. Все пики соответствуют фазам соответственно  $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и  $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с орторомбической решеткой. Следов примесных фаз не обнаружено. Параметры кристаллической ячейки материалов, приведенные в таблице (Таблица 12), соответствуют параметрам системы Nd-123 и Eu-123.

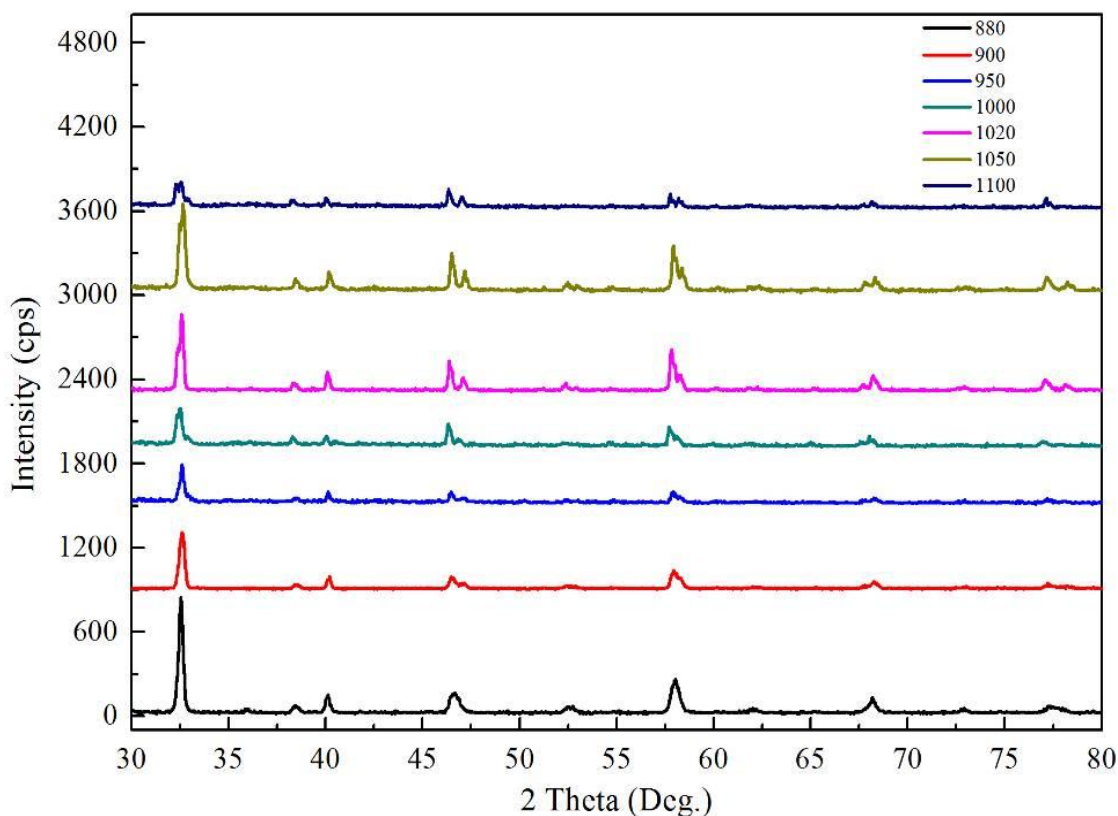


Рис. 49. Дифрактограммы образца Nd-123.

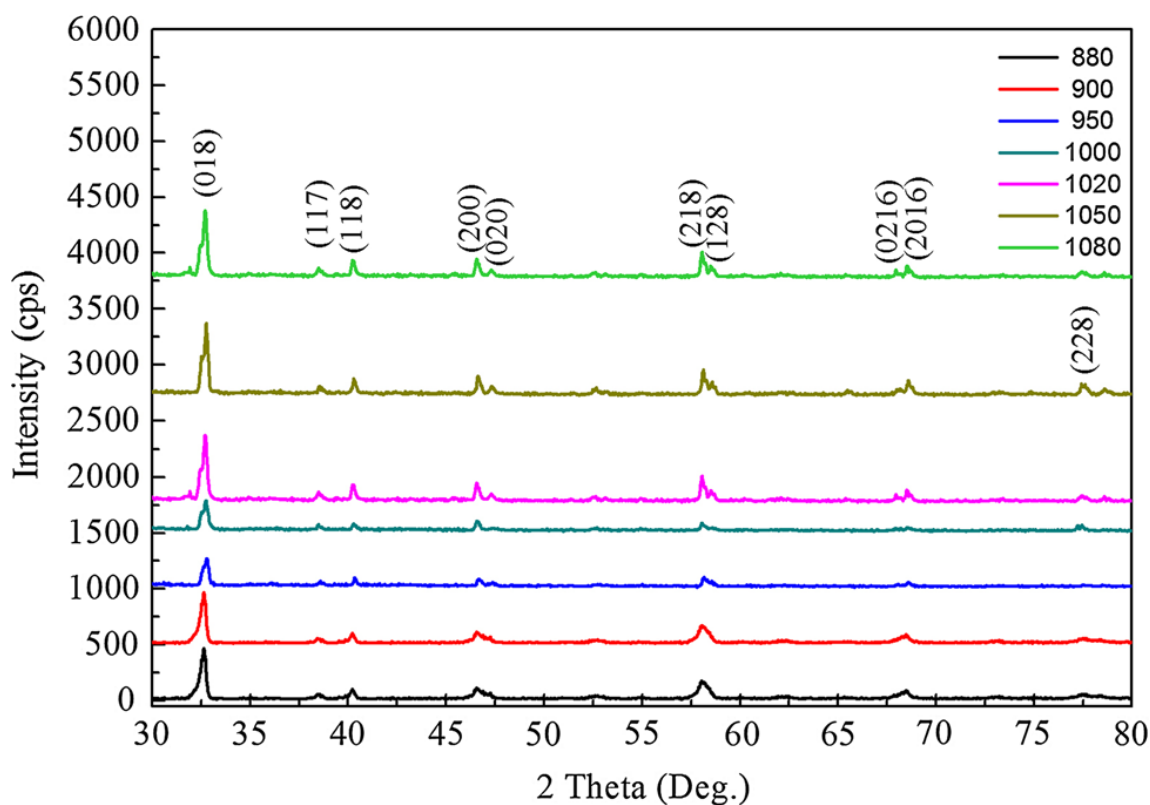


Рис. 50. Дифрактограммы образца Eu-123.

На Рис. 51 приведены микрофотографии материалов, полученных при температуре отжига 1020 °С. Образцы состоят из округлых гранул с размерами 5–20 μm.

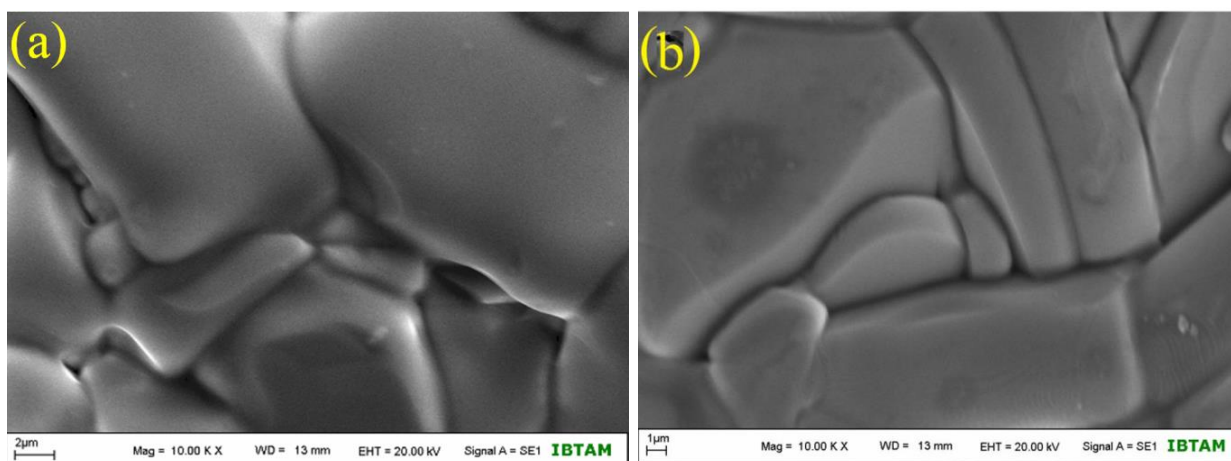


Рис. 51. Микрофотографии SEM образцов Nd-123 (a) и Eu-123 (b) с температурой отжига 1020 °С.

Таблица 12. Параметры ячейки образцов.

Температура отжига [°C]	Nd-123			Eu-123		
	$a$ [Å]	$b$ [Å]	$c$ [Å]	$a$ [Å]	$b$ [Å]	$c$ [Å]
880	3.876	3.890	11.699	3.895	3.850	10.322
900	3.858	3.901	11.724	3.891	3.843	10.300
950	3.861	3.905	11.725	3.898	3.889	10.230
1000	3.874	3.885	11.758	3.908	3.873	10.229
1020	3.864	3.912	11.717	3.909	3.845	10.314
1050	3.855	3.903	11.721	3.930	3.841	10.258
1080	—	—	—	3.942	3.832	10.222
1100	3.863	3.905	11.750	—	—	—

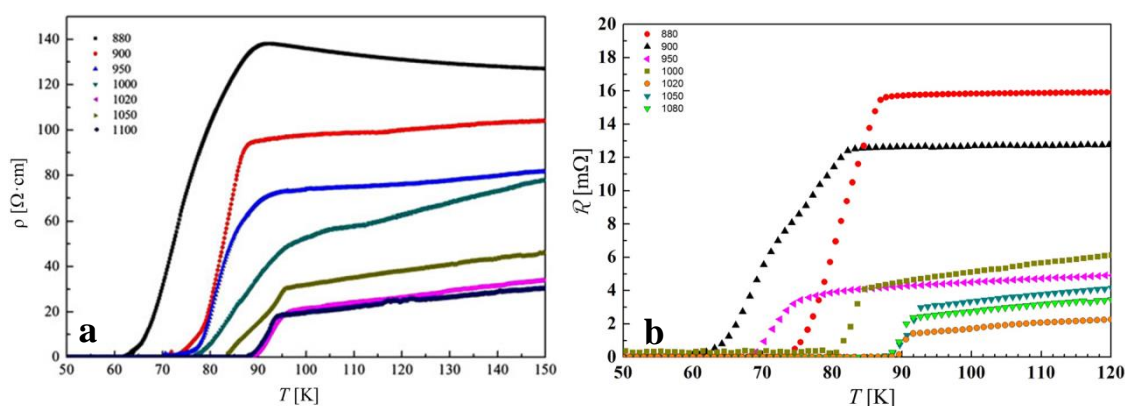


Рис. 52. Температурные зависимости сопротивления Nd-123 (а) и Eu-123 (б).

На Рис. 52 приведены температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho$  и сопротивления  $\mathcal{R}$  образцов в нулевом внешнем магнитном поле. Температура начала резистивного перехода  $T_c$  образцов и температура исчезновения сопротивления  $T_{c0}$  (по критерию 1 % от сопротивления при температуре выше  $T_c$ ) приведены в таблице (Таблица 13). Из полученных результатов следует, что оптимальная температура отжига для данных

соединений 1020 °С. При этой температуре у материалов достигается максимальное значение  $T_c$ .

Таблица 13. Значения  $T_c$  образцов.

Температур а отжига [°С]	Nd-123		Eu-123	
	$T_c$ из $\rho(T)$ [К]	$T_{c0}$ из $\rho(T)$ [К]	$T_c$ из $R(T)$ [К]	$T_{c0}$ из $R(T)$ [К]
880	88	62	87.5	74.3
900	87	72	83.3	62.3
950	92	75	75.7	68.5
1000	94	79	84.6	79.6
1020	95	89	93.5	89.5
1050	94	87	92.8	87.6
1080	–	–	91.8	88.5
1100	94	83	–	–

### 5.2.2. Петли гистерезиса намагниченности

Исследовались сверхпроводники  $NdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (Nd-123) и  $EuBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (Eu-123), отожженные при 1020 °С. Петли гистерезиса намагниченности, измеренные при температурном интервале 10÷80 К, представлены на Рис. 53 и Рис. 54. Петли гистерезиса намагниченности выглядят наклоненными или повернутыми по часовой стрелке, то есть имеют парамагнитный вклад. Парамагнитный вклад в намагниченность больше у Nd-123, чем у Eu-123. Также на петлях намагниченности обоих образцов при  $T = 10$  К присутствует вторичный пик с максимумом  $\sim 5$  Тл. С ростом температуры положение максимума вторичного пика смещается в меньшие поля.

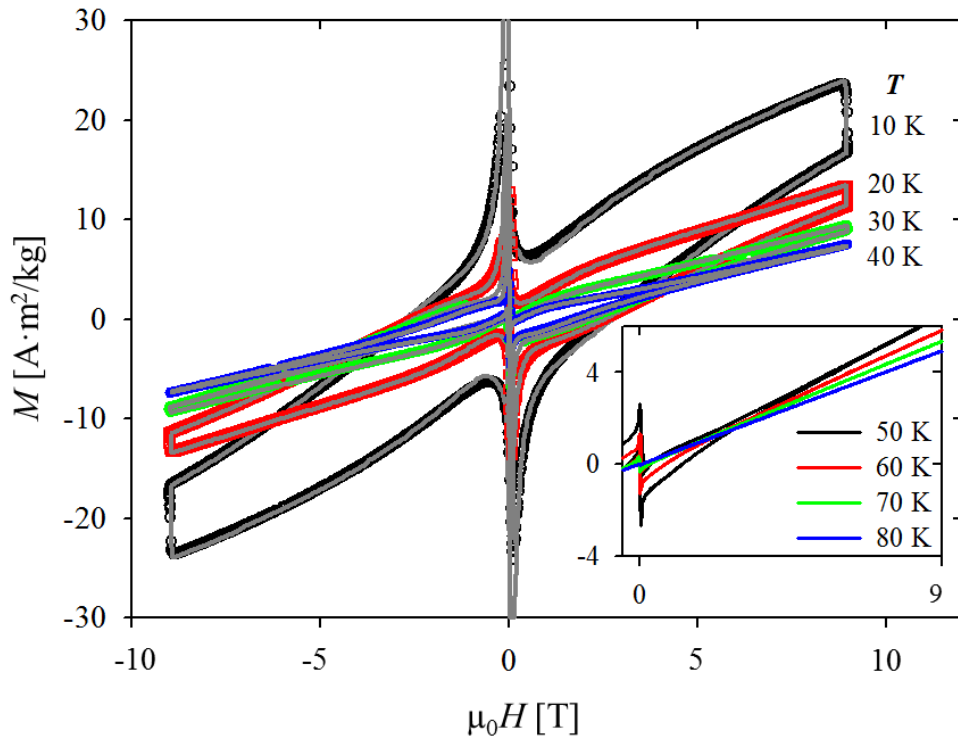


Рис. 53. Петли гистерезиса намагниченности Nd-123 в различных температурах.

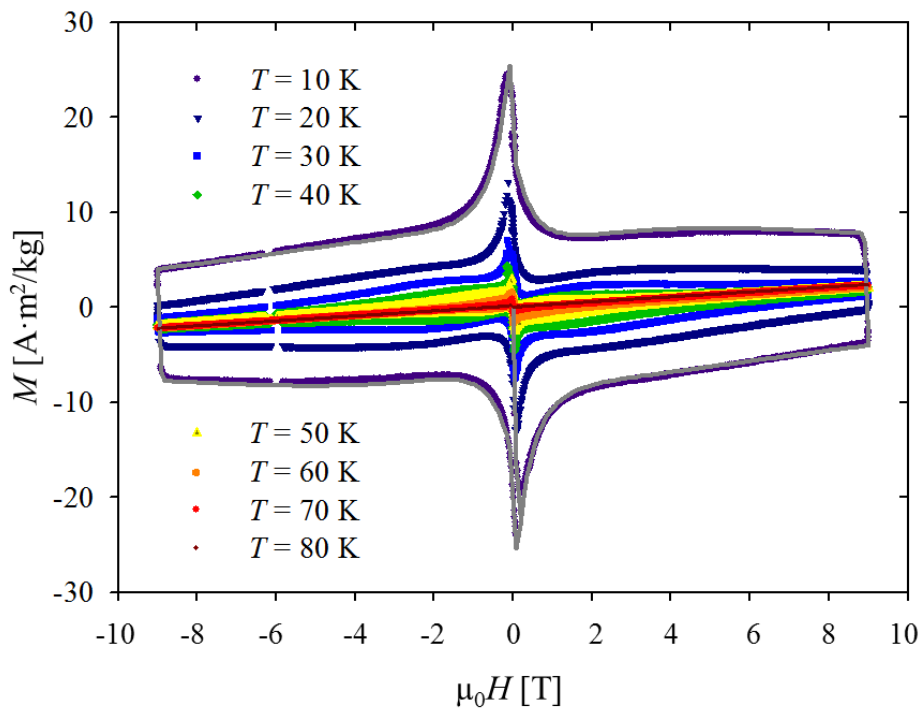


Рис. 54. Петли гистерезиса намагниченности Eu-123 в различных температурах.

Гистерезисные петли образцов Nd-123 и Eu-123 представляют собой суперпозицию намагниченности сверхпроводящих гранул и магнитных ионов. Парамагнитный сигнал вызывается магнитными ионами на поверхности гранул и в нормальных сердцевинах вихрей Абрикосова. Также возможен парамагнитный вклад от несверхпроводящих примесных фаз, например Nd-422 [369], в межгранульных границах.

Для того чтобы получить петли гистерезиса намагниченности сверхпроводящих гранул, нужно из экспериментальных петель гистерезиса вычесть парамагнитный вклад. Парамагнитный вклад в намагниченность Nd-123 учитывался с помощью стандартной теории парамагнетизма для  $\text{Nd}^{3+}$ . Присутствие парамагнитного вклада в намагниченность Eu-123 вызывает удивление, так как локальный магнитный момент иона  $\text{Eu}^{3+}$  равен нулю. Однако  $\text{Eu}^{3+}$  может восстанавливаться до  $\text{Eu}^{2+}$  при высокотемпературном отжиге. Магнитные ионы  $\text{Eu}^{2+}$  могут обеспечивать наблюдаемый парамагнитный вклад.

Намагниченность парамагнитных ионов определялась как  $M_p(H) = Ng\mu_B B_J(g\mu_B\mu_0 H/k_B T)$ , здесь  $N$  – это число магнитных ионов в единице объема,  $\mu_B$  – это магнетон Бора,  $k_B$  – это постоянная Больцмана,  $g$  – это  $g$ -фактор Ланде,  $J$  квантовое число полного момента количества движения,  $B_J(x)$  – это функция Бриллюэна. Для  $\text{Nd}^{3+}$   $J = 4.5$ ,  $g = 0.727$ , для  $\text{Eu}^{2+}$   $J = 3.5$ ,  $g = 2$ .

В низких температурах большая часть ионов  $\text{Nd}^{3+}$  или  $\text{Eu}^{2+}$  экранируется циркулирующими поверхностными токами. По мере повышения температуры происходит увеличение сердцевин вихрей и размер неэкранированной поверхностной области. Благодаря этому, всё большая часть ионов  $\text{Nd}^{3+}$  или  $\text{Eu}^{2+}$  начинает давать вклад в  $M_p$ .

Петли гистерезиса намагниченности сверхпроводящей фазы, которые получались в результате удаления парамагнитного вклада, асимметричны относительно оси  $H$ . Асимметрия растёт с увеличением температуры.

На Рис. 55 показаны зависимости равновесной  $M_{\text{eq}}$  и неравновесной  $M_{\text{irr}}$  намагниченности Eu-123 при  $T = 40$  К. На зависимости  $M_{\text{irr}}(H)$  имеется характерный горб, соответствующий пик-эффекту на петле гистерезиса намагниченности. В то же время равновесная намагниченность  $M_{\text{eq}}(H)$  не имеет такого горба во всех температурах. Также не имеет горба зависимость  $M_{\text{eq}}(H)$  для Nd-123. Следовательно, при вычислении кривых намагниченности по РМКС необходимо учитывать отсутствие пик-эффекта для вклада в намагниченность от приповерхностного слоя.

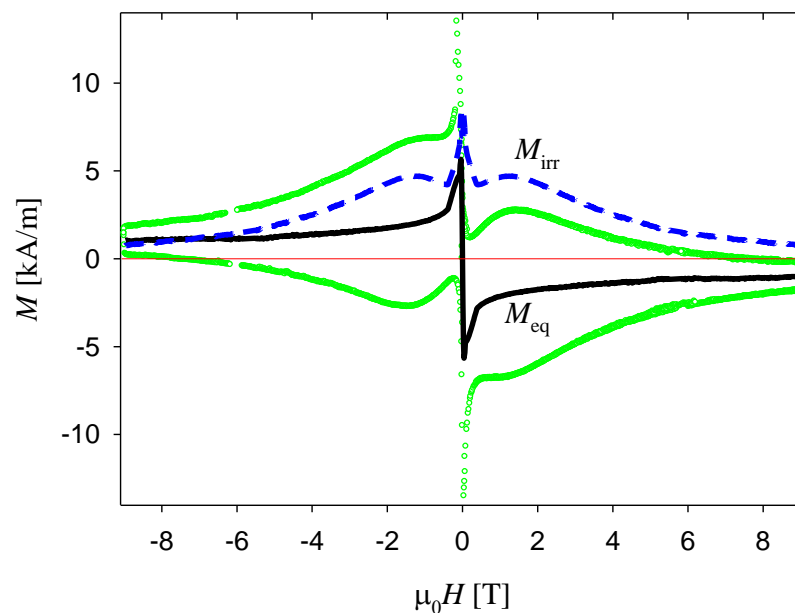


Рис. 55. Зависимости равновесной  $M_{\text{eq}}$  (сплошная линия) и неравновесной  $M_{\text{irr}}$  (пунктирная линия) намагниченности Eu-123 от магнитного поля при  $T = 40$  К. На рисунке также показан магнитный гистерезис  $M_S(H)$  (кружки). Прямая линия обозначает ось  $M = 0$ .

Зависимости намагниченности сверхпроводящей фазы образцов от магнитного поля были описаны и параметризованы с помощью расширенной модели критического состояния с учетом пик-эффекта (раздел 2.1.5). Высота пика  $A \approx 6$  для Nd-123 и  $A \approx 4$  для Eu-123 при низких температурах ( $T \leq 40$  К). При повышении температуры величина  $A$



уменьшается, при 80 К величина  $A$  меньше 2 и пик становится слабо различимым.

### 5.2.3. Плотность критического тока и сила пиннинга

Масштаб циркуляции токов в образцах оценивался из асимметрии петель в 10 К. Используя формулу (29), оцениваем  $l_{s0}/R \approx 0.13$  для Nd-123 и  $l_{s0}/R \approx 0.08$  для Eu-123. Глубина проникновения магнитного поля  $\lambda_0$  принимается равной 150 нм для RE-123 [115,143], следовательно,  $l_{s0}$  не меньше 0.15  $\mu\text{m}$  и  $R \sim 1.2 \mu\text{m}$  для Nd-123 и  $R \sim 1.9 \mu\text{m}$  для Eu-123. Такой масштаб соответствует размеру гранул в данных материалах.

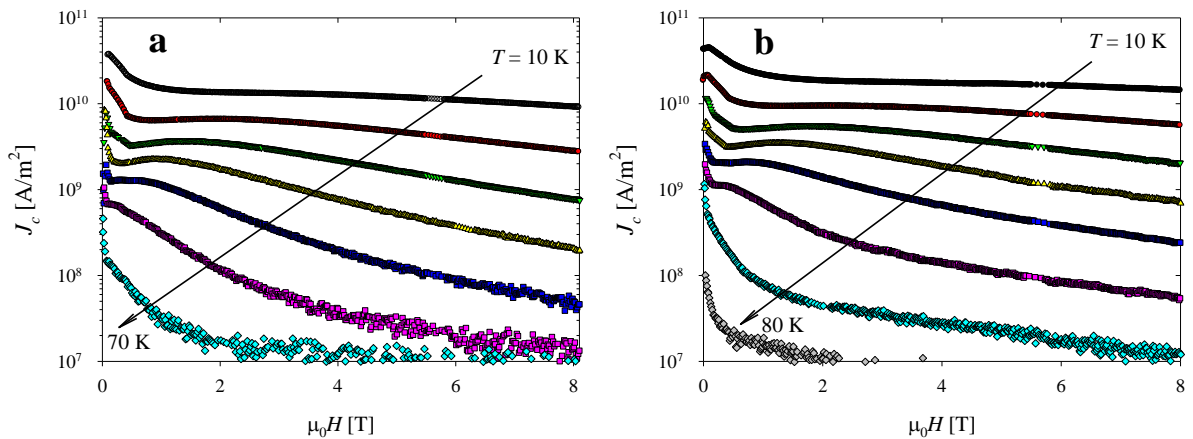


Рис. 56. Полевая зависимость плотности критического тока Nd-123 (a) и Eu-123 (b).

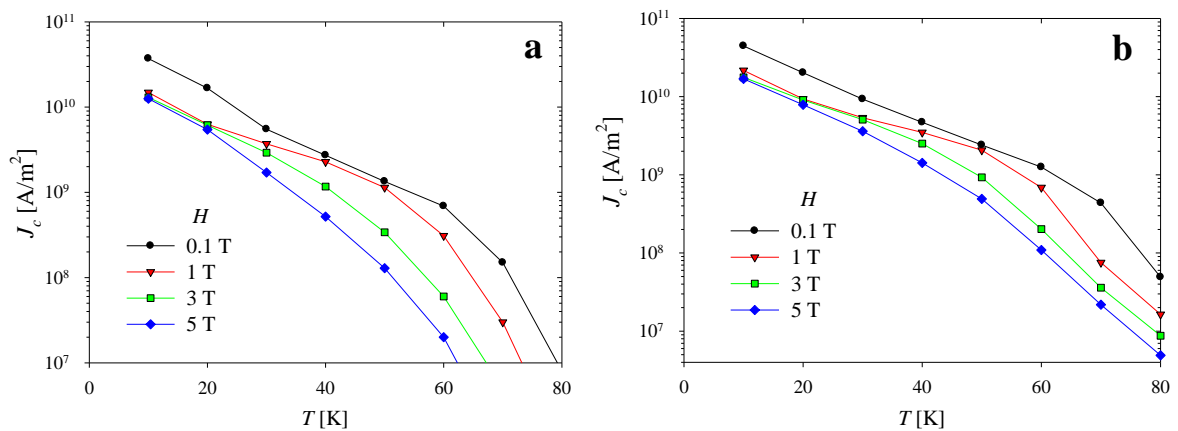


Рис. 57. Температурная зависимость плотности критического тока Nd-123 (a) и Eu-123 (b).

На Рис. 56 приведены зависимости  $J_c(H)$  образцов Nd-123 и Eu-123, полученные из петель намагниченности в разных  $T$  по формуле Бина (1). На Рис. 57 приведены зависимости  $J_c(T)$  для разных значений  $H$ . Максимальные значения плотности критического тока Nd-123 и Eu-123  $\sim 10^7$ - $10^8$  А/см<sup>2</sup>, что сравнимо с  $J_c$  Y-123. На зависимостях  $J_c(H)$  виден пик, смещающийся в меньшие поля при росте температуры. На зависимостях  $J_c(T)$  пик-эффект приводит к появлению горба, заметного на кривых в полях 0.1-1 Тл.

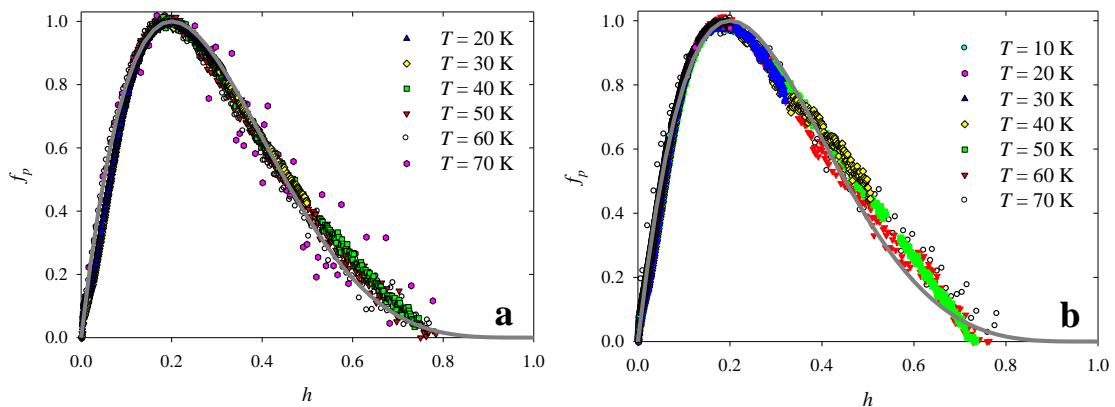


Рис. 58. Скейлинг силы пиннинга Nd-123 (a) и Eu-123 (b).

Из зависимостей  $J_c(H)$  были получены зависимости плотности силы пиннинга от магнитного поля  $F_p(H)$ . Зависимости  $F_p(H)$  при температурах 30-80 К имеют максимум при  $H = 0.2 H_{irr}(T)$ . На Рис. 58 приведены полевые зависимости силы пиннинга в координатах  $f_p = F_p/F_{max}(T)$  от  $h = H/H_{irr}(T)$ . В этих координатах выполняется скейлинг, все зависимости могут быть описаны одной функцией. Линия на Рис. 58a,b – это скейлинговое соотношение (3) с параметрами  $p = 1$ ,  $q = 4$ . Скейлинг полевой зависимости силы пиннинга свидетельствует о том, что механизм пиннинга не изменяется при разных температурах [212].

При 50 К пик-эффект имеет максимум в поле 1.6 Тл у Nd-123 и в поле 2.3 Тл у Eu-123. Такие значения меньше, чем поля пик-эффекта в исследованных образцах Y-123. При 10 К максимум зависимости  $F_p(H)$  у Nd-

123 и Eu-123 расположен в поле более 8 Тл. На Рис. 59 приведены полученные значения  $H_p$  и  $H_{\text{peak}}$  для Nd-123 и Eu-123. Наблюдаемая температурная эволюция  $H_{\text{peak}}$  хорошо описывается степенной функцией  $\mu_0 H(T) = 10.2 \text{ Тл} \cdot (1 - T/T_c)^{2.5}$  для Nd-123 и  $\mu_0 H(T) = 18.5 \text{ Тл} \cdot (1 - T/T_c)^3$  для Eu-123 (сплошные линии на Рис. 59а и Рис. 59б). Такие же температурные зависимости ожидаются для зависимостей  $H_{\text{irr}}(T)$ .

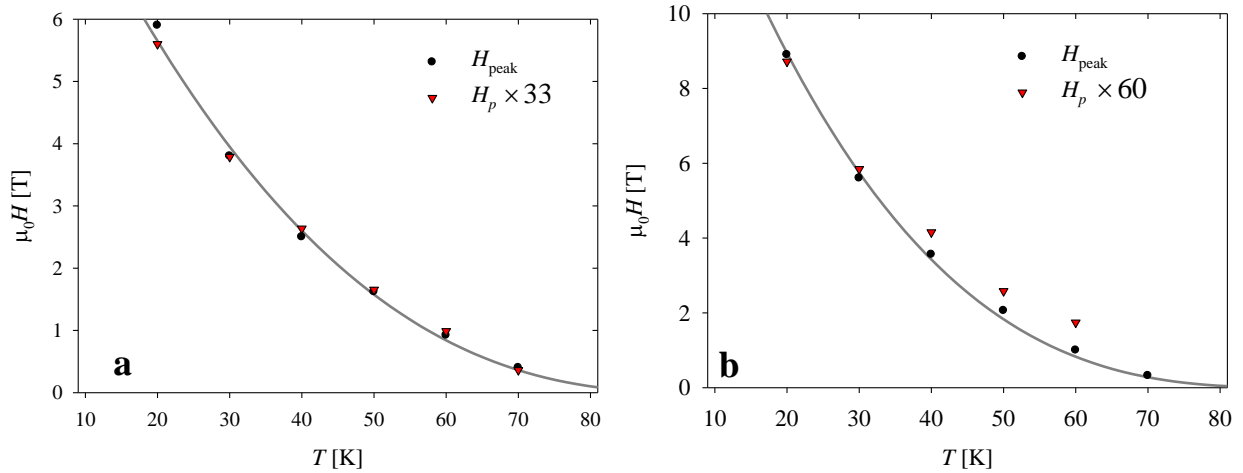


Рис. 59. Температурные зависимости  $H_p$  и  $H_{\text{peak}}$  для Nd-123 (а) и Eu-123 (б).

### 5.3. Пик-эффект в $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

#### 5.3.1. Характеризация

Исследовались поликристаллические ВТСП  $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с  $x = 0.02, 0.11, 0.25$ . Образцы обозначались соответственно  $Y123(0.02Nd)$ ,  $Y123(0.11Nd)$  и  $Y123(0.25Nd)$ . На Рис. 60 показаны дифрактограммы синтезированных образцов. Все пики соответствуют пикам орторомбического образца  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  из базы. Признаков других фаз не обнаружено. Вертикальные отметки на вставке Рис. 60 показывают эталонный образец #71-5184 из базы PDF2 ICDD. Для образцов  $Y123(0.11Nd)$  и  $Y123(0.25Nd)$ , пики заметно сдвинуты влево относительно соответствующих позиций в дифрактограмме из базы (вставка на Рис. 60). Этот сдвиг пропорционален  $x$ , содержанию Nd.

На Рис. 61 показано, как параметры кристаллической ячейки исследуемых материалов зависят от  $x$ ; пустые символы показывают параметры эталонного образца  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . Параметры  $a$ ,  $b$  и  $c$  возрастают линейно с  $x$ . Такая линейная зависимость свидетельствует, что Nd полностью растворяется в соединении  $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . При внедрении Nd вместо Y происходит расширение решетки в соединении  $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , из-за большего атомного радиуса Nd.

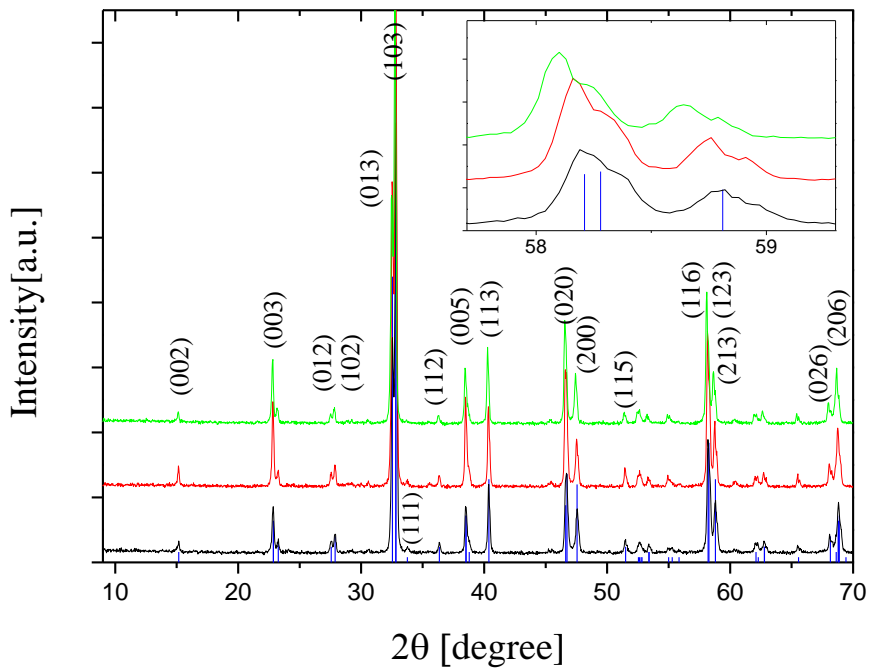


Рис. 60. Дифрактограммы образцов.

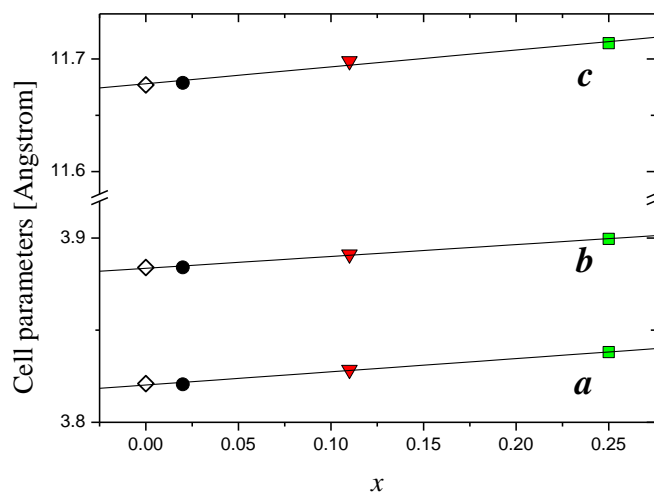
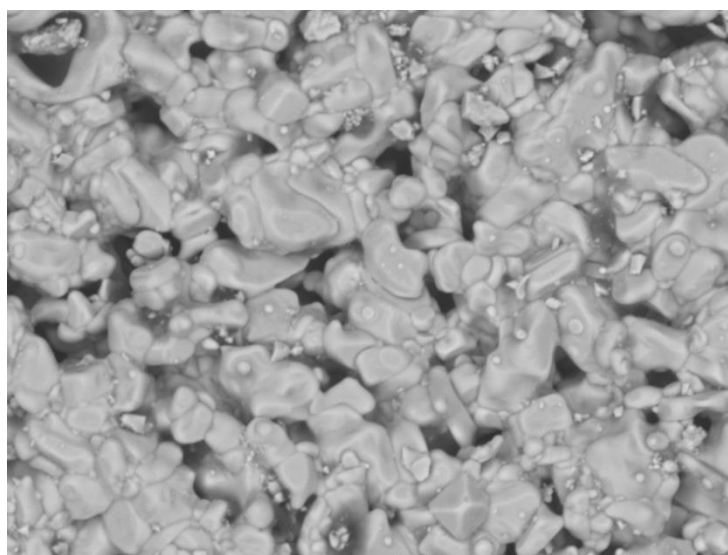
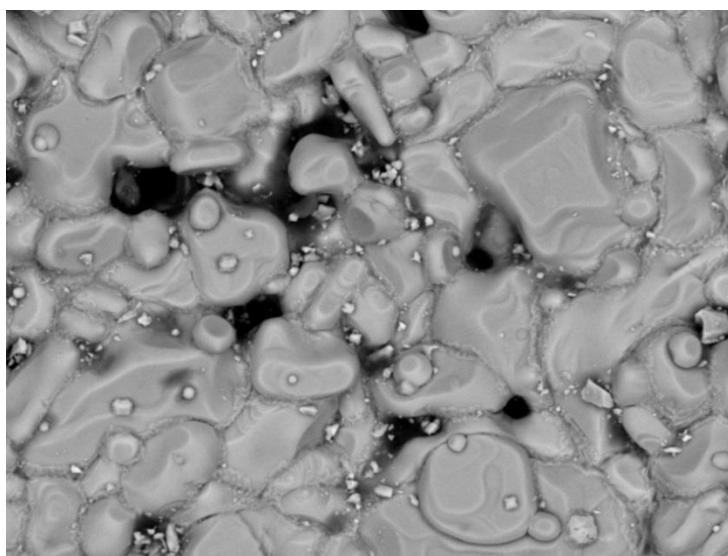


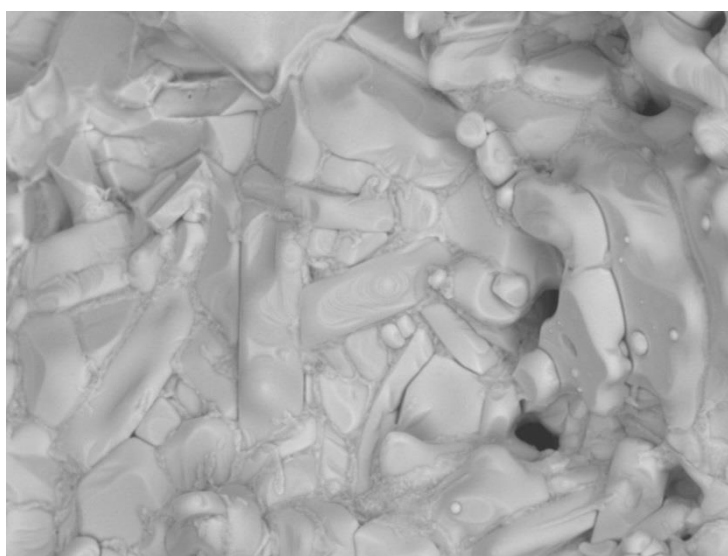
Рис. 61. Зависимость параметров решетки от содержания Nd.



**a** A D5.7 x2.5k 30 um



**b** N D5.8 x2.5k 30 um



**c** N D6.0 x2.5k 30 um

Рис. 62. Микрофотографии образцов с  $x = 0.02$  (a),  $0.11$  (b) и  $0.25$  (c).

Микрофотографии образцов приведены на Рис. 62. Образцы состоят из гранул неправильной формы. В образцах Y123(0.11Nd) и Y123(0.25Nd) присутствуют более крупные гранулы. Усредненный размер гранул равен  $\sim 2.5 \mu\text{m}$  для Y123(0.02Nd) и  $\sim 4 \mu\text{m}$  для Y123(0.11Nd) и Y123(0.25Nd). EDS анализ показал однородное распределение атомов Nd во всех образцах. Содержание химических элементов соответствует номинальной химической формуле образцов.

На Рис. 63а показаны температурные зависимости намагниченности  $M(T)$ , измеренные в поле 0.001 Тл после охлаждения без внешнего магнитного поля (ZFC) и во внешнем поле (FC). Температура сверхпроводящего перехода  $T_c$ , определенная из этих данных, составила 92.5, 92.3 и 91.7 К для Y123(0.02Nd), Y123(0.11Nd) и Y123(0.25Nd).

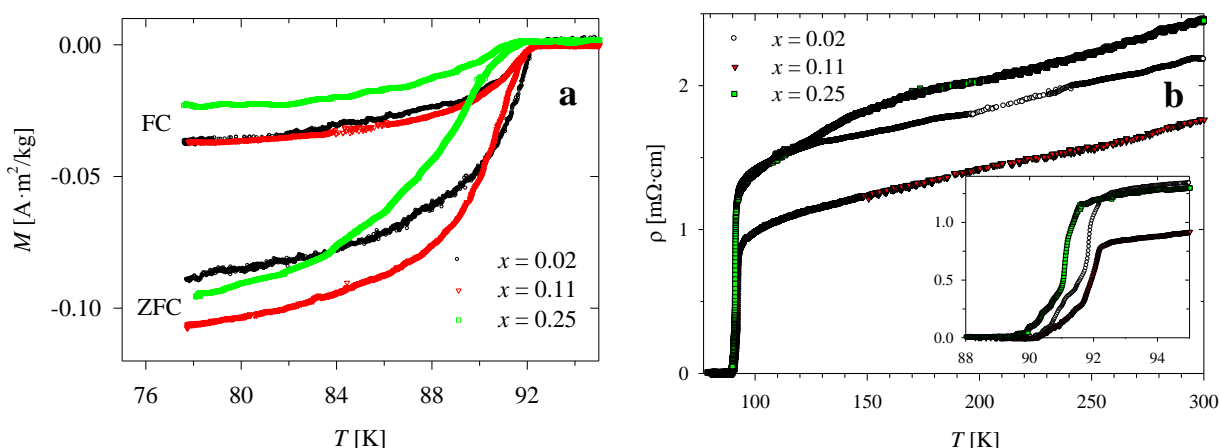


Рис. 63. Температурные зависимости намагниченности (а) и удельного сопротивления (b).

Зависимости удельного сопротивления от температуры показаны на Рис. 63б. При температурах выше  $T_c$  зависимости демонстрируют металлическое поведение, типичное для Y-123. Начало резистивного перехода в сверхпроводящее состояние соответствует значениям  $T_c$ , полученным из зависимостей  $M(T)$ . Вставка на Рис. 63б показывает увеличенную область резистивного перехода. Наблюдаемый двухэтапный резистивный переход

типичен для поликристаллических ВТСП [367]. Для всех образцов сглаженный, затянутый участок резистивного перехода происходит в интервале  $\Delta T \approx 1.5-1.8$  К. Такой интервал сравним с шириной резистивного перехода в поликристаллическом Y-123. Это показывает, что замещение иттрия неодимом в  $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  практически не влияет на межгранульные связи при  $x \leq 0.25$ .

### 5.3.2. Петли гистерезиса намагниченности

Петли гистерезиса намагниченности, измеренные в температурном интервале 4.2÷80 К, представлены на Рис. 64. Петли выглядят наклоненными (повернутыми по часовой стрелке), то есть имеют парамагнитный вклад. Величина парамагнитного вклада растет с увеличением  $x$ . Также на петлях гистерезиса присутствует вторичный пик намагниченности.

Гистерезисные петли образцов Y(Nd)-123 представляют собой суперпозицию намагниченности сверхпроводящих гранул и магнитных ионов. Парамагнитный вклад создается ионами Nd на поверхности гранул и в нормальных сердцевинах вихрей Абрикосова [335]. Парамагнитный вклад в намагниченность образцов учитывался с помощью стандартной теории парамагнетизма для  $Nd^{3+}$ .

Петли гистерезиса намагниченности сверхпроводящей фазы, которые получались в результате удаления парамагнитного вклада, асимметричны относительно оси  $H$ . Асимметрия растет с увеличением температуры.

Зависимости намагниченности сверхпроводящей фазы образцов от магнитного поля были описаны и параметризованы с помощью расширенной модели критического состояния с учетом пик-эффекта (раздел 2.1.5). На Рис. 64 вместе с экспериментальными петлями намагниченности показаны рассчитанные зависимости  $M(H) = M_S(H) + M_P(H)$ . Используемые подгоночные параметры приведены в таблице (Таблица 14). Пример подгонки зависимостей показан на Рис. 64f. Значения середины перехода

$H_{tr}(T)$ , оцененные из подгонки, в  $\approx 2$  раза меньше, чем значения поля максимума силы пиннинга  $H_{peak}(T)$ . Значения ширины перехода  $H_w(T)$  в  $\approx 2$  раза меньше, чем  $H_{tr}(T)$ . Высота пика  $A \approx 10$  в низких температурах ( $T \leq 40$  К). При повышении температуры  $A$  уменьшается, в 80 К величина  $A$  меньше 2 и пик становится слабо различимым.

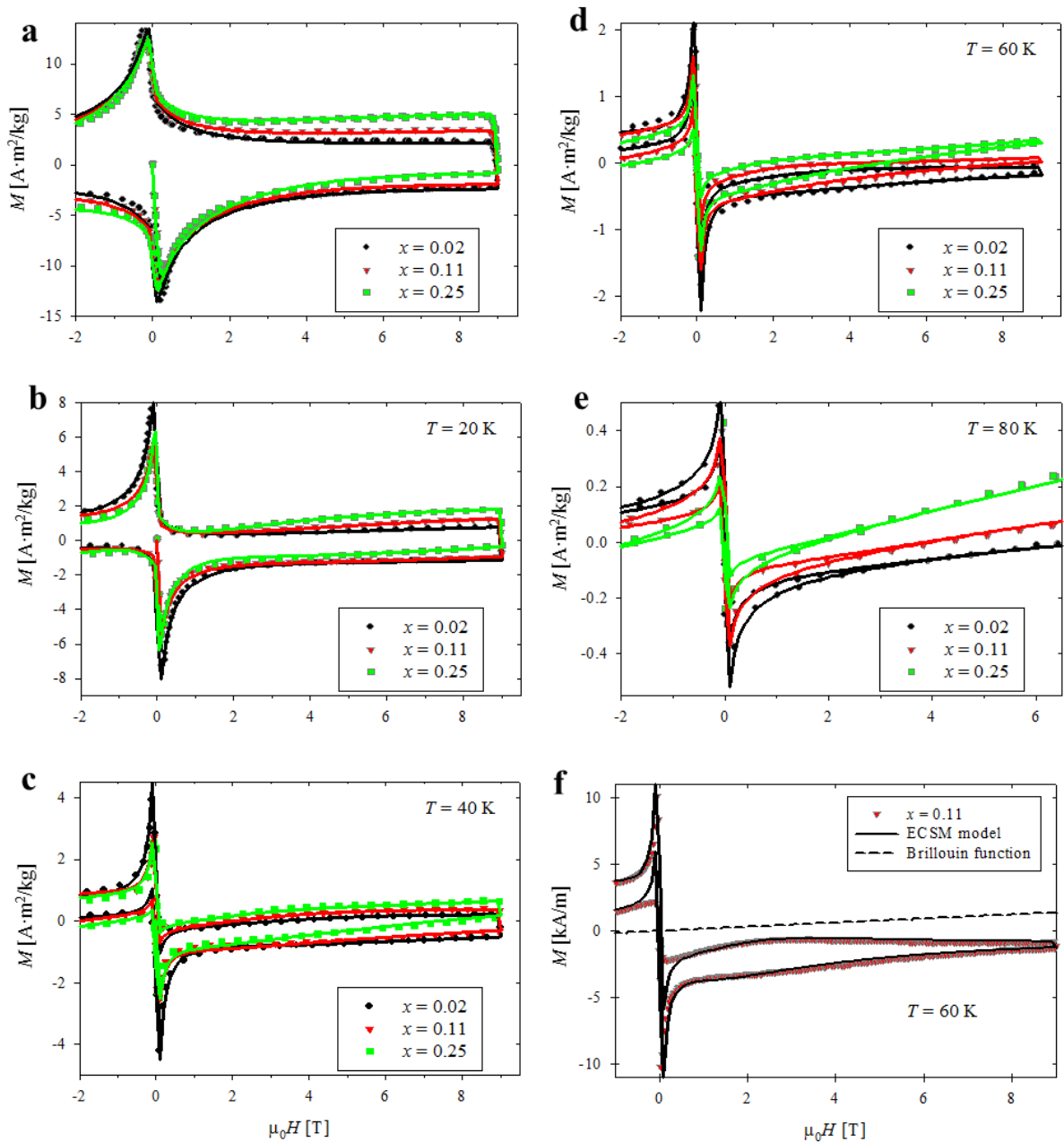


Рис. 64. Петли гистерезиса намагниченности Y(Nd)123 в различных температурах.



Таблица 14. Оцененные параметры Y(Nd)123.

$T$ [К]	$J_{c0}$ [ $10^{10}$ А/м <sup>2</sup> ]			$A$			$\mu_0 H_{tr}$ [Тл]		
	$x=0.02$	$x=0.11$	$x=0.25$	$x=0.02$	$x=0.11$	$x=0.25$	$x=0.02$	$x=0.11$	$x=0.25$
4.2	17	11	11	10	12	11	30	28	25
20	9.5	4.3	4.4	9.5	11.5	11	11.5	9.5	9
40	3.8	1.5	1.7	8	11	10.5	5.5	3.9	3.5
60	1.6	0.9	1	5	8	8	2.7	1.9	1.8
80	0.4	0.25	0.19	1.05	1.2	1.1	1	0.85	0.8

### 5.3.3. Плотность критического тока и сила пиннинга

Масштаб циркуляции токов в образцах оценивался из асимметрии петель в 10 К. Используя формулу (29), оцениваем  $l_{s0}/R \approx 0.11$  для Y123(0.02Nd),  $l_{s0}/R \approx 0.088$  для Y123(0.11Nd),  $l_{s0}/R \approx 0.08$  для Y123(0.25Nd). Глубина проникновения магнитного поля  $\lambda_0$  равна 150 nm для RE-123 [115,143], следовательно,  $l_{s0}$  не меньше 0.15  $\mu\text{m}$  и  $R \approx 1.4 \mu\text{m}$  для Y123(0.02Nd),  $R \approx 1.7 \mu\text{m}$  для Y123(0.11Nd),  $R \approx 1.9 \mu\text{m}$  для Y123(0.25Nd).

На Рис. 65а представлены зависимости  $J_c(H)$  (линии), вычисленные по формуле РМКС (15) с оцененными значениями параметров для  $T = 60$  К (Таблица 14). Точки на Рис. 65а были получены из петель намагниченности по формуле Бина (1). Использовались значения  $R$ , оцененные из асимметрии петель намагниченности. Наблюдается хорошее согласие между кривыми, рассчитанными по формулам РМКС (15), и данными, полученными с помощью формулы Бина. Вторичный пик на зависимостях  $M(H)$  соответствует горбу на зависимостях  $J_c(H)$ . Положение горба зависит от значения  $x$ , при увеличении  $x$  горб сдвигается в меньшие поля.

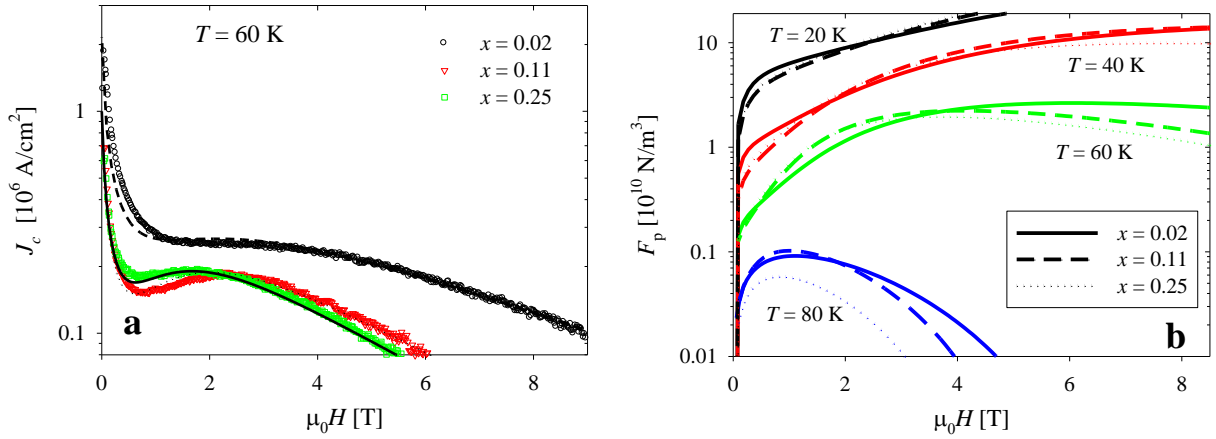


Рис. 65. Зависимости плотности критического тока (а) и плотности силы пиннинга (b) от магнитного поля.

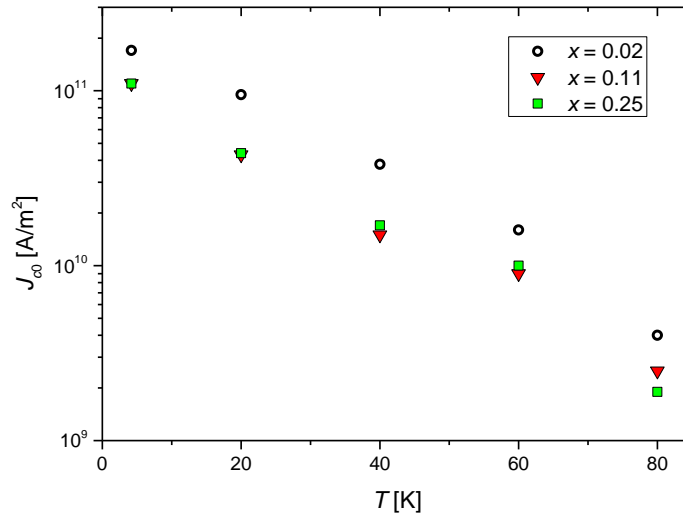


Рис. 66. Зависимость плотности внутригранульного критического тока  $J_{c0}$  от температуры.

Сила пиннинга (Рис. 65b) определялась из рассчитанных зависимостей  $J_c(H)$ . Для всех зависимостей  $F_p(H)$  в 60 и 80 К выполняется соотношение  $H_{\text{peak}} = 0.2 H_{\text{irr}}$ . По-видимому, для всех образцов и температур выполняется скейлинг зависимостей  $F_p(H)$ , как для образцов Nd-123 и Eu-123 (раздел 5.2.3).

На Рис. 66 показаны зависимости  $J_{c0}(T)$  образцов Y123(0.02Nd), Y123(0.11Nd) и Y123(0.25Nd). Экспоненциальная зависимость  $J_{c0}(T) =$

$J_{c0}(T=0) \exp(-T/T_0)$ , использованная для Bi-2223 и Bi-2212, не описывает полученные кривые  $J_{c0}(T)$ .

#### 5.3.4. Управление пик эффектом в $Y(Nd)-123$

На Рис. 67а и Рис. 67б показано, как содержание Nd влияет на значение  $H_{\text{peak}}$  в различных температурах. На этих рисунках также приведены данные для  $x = 1$ , из предыдущего раздела.

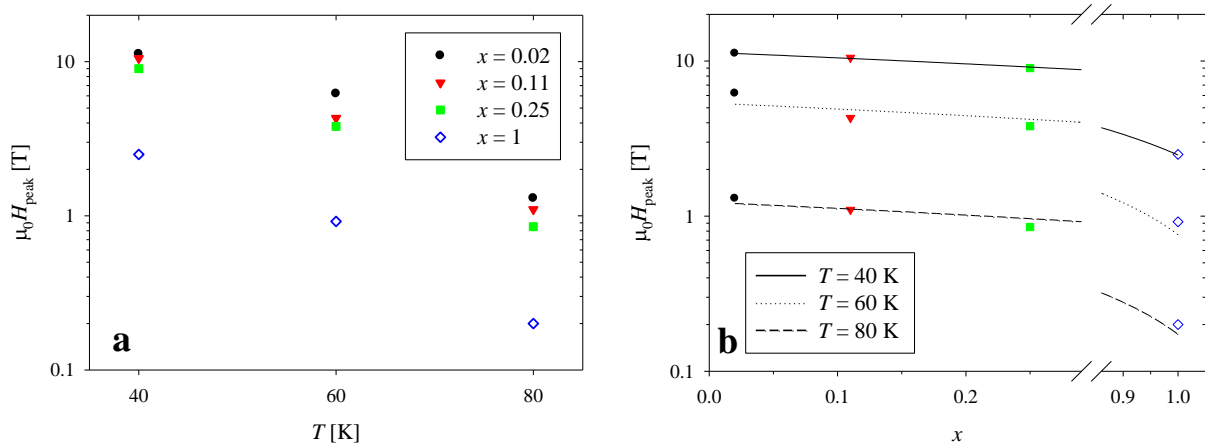


Рис. 67. Положение максимума пика для различных значений  $T$  (а) и  $x$  (б) (полулогарифмическая шкала). Линии на Рис. 67б получены линейной аппроксимацией.

Из сравнения зависимостей  $F_p(H)$  установлено, что положение максимума управляется температурой и величиной  $x$ . При увеличении температуры максимум сдвигается в меньшие поля. Также максимум сдвигается в меньшие поля при увеличении  $x$ . Ширина пика  $H_w$  изменяется синхронно с значением  $H_{\text{peak}}$ , то есть пик становится более широким и пологим при понижении температуры. При понижении температуры от 80 К до 4.2 К, положение максимума  $H_{\text{peak}}$  сдвигается от 0.8-1 Тл до 35-42 Тл (Рис. 67а). Пик-эффект трудно наблюдать вблизи  $T_c$ , где высота пика  $A$  резко уменьшается, и в низких температурах, где ширина пика  $H_w$  большая по сравнению с интервалом измерения.

Содержание Nd также влияет на значение  $H_{\text{peak}}$ . Мы наблюдаем монотонное уменьшение  $H_{\text{peak}}$  с ростом  $x$  в интервале  $x$  от 0.02 до 0.25. Линии на Рис. 67b – это линейная подгонка данных  $H_{\text{peak}}(x)$ . При  $T = 60$  К, максимум зависимости  $F_p(H)$  соответствует  $H = 6.2$  Тл для  $x = 0.02$ ,  $H = 4.3$  Тл для  $x = 0.11$  и  $H = 3.8$  Тл для  $x = 0.25$ . Уменьшение температуры на 10 К вызывает такой же сдвиг значения  $H_{\text{peak}}$ , как изменение  $x$  с 0.02 до 0.25. Зависимость положения пика от  $x$  в интервале  $0.25 < x < 1$  не определена. Эта зависимость может оказаться немонотонной.

Обработка образцов (нагревом, давлением и т.д.) изменяет пористость, упорядочение и размер гранул [334,370]. Структурные различия образцов приводят к различным значениям  $J_c$  в них и могут сдвигать  $H_{\text{peak}}$ . Микроструктура исследуемых образцов Y(Nd)-123 одинаковая, незначительные различия в пористости не влияют на внутригранульные токи. Предполагалось, что образцы с большим размером гранул должны иметь большие значения  $H_{\text{peak}}$ . Однако наибольшие значения  $H_{\text{peak}}$  наблюдались для образца с  $x = 0.02$ , у которого оцененный размер  $R$  наименьший. Следовательно, основное влияние на значение  $H_{\text{peak}}$  оказывает допирование Nd и вызванные этим дефекты, а не размер гранул. Допирование редкоземельными элементами (RE), по-видимому, уменьшает характерные поля перехода из упорядоченной в разупорядоченную вихревую фазу в  $Y_{1-x}RE_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . Сложность обнаружения пик-эффекта в недопированном поликристаллическом  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  связана с малой высотой и большой шириной пика в сильных полях.

#### 5.4. Основные результаты

На петлях гистерезиса намагниченности сверхпроводников RE-123 и Y(RE)-123 присутствует вторичный пик. Петли были успешно описаны РМКС. Пик-эффект учитывался с помощью функции Больцмана, описывающей переход между упорядоченным и неупорядоченным

состоянием вихревой решетки. Скейлинг полевых зависимостей силы пиннинга в разных температурах подтверждает, что пик-эффект вызван переходом вихревой решетки из упорядоченного в неупорядоченное состояние.

Циркуляционный радиус, определенный по расширенной модели критического состояния, для всех образцов совпадает с радиусом гранул. Плотность внутригранульного критического тока материалов не менее 5 % от плотности тока распаривания. Обнаружено, что замещение иттрия неодимом не приводит к улучшению плотности критического тока, но позволяет сместить область пик-эффекта в меньшие поля. Кроме того, положение пика, его ширина и высота уменьшается с увеличением температуры. Размер гранул влияет на величину диамагнитного отклика и на асимметрию петель намагниченности сверхпроводников.

Наличие вторичного пика на петле намагниченности коррелирует с большими значениями  $H_{ит}$ . В исследованных сверхпроводниках RE-123 значения  $H_{ит}$  больше, чем у Bi-2223 и Bi-2212. Способность переносить сверхток до больших полей делает RE-123 многообещающими материалами для применений в сильноточковой электротехнике и магнитных устройствах.

Результаты, вошедшие в данную главу, опубликованы в работах [334–337,371].

## ГЛАВА 6. УВЕЛИЧЕНИЕ ПЛОТНОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ПРИ ВНЕДРЕНИИ НАНОЧАСТИЦ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ

*Она положила на доски горошину;  
поверх горошины постлала двадцать  
тюфяков, а ещё сверху двадцать  
пуховиков.*

*Г.Х. Андерсен*

В данной главе приведены результаты исследований намагниченности сверхпроводников с добавлением магнитных наночастиц.

Магнитные и немагнитные наночастицы модифицируют пиннинг вихрей в сверхпроводнике [294–297,372]. Однако, добавление ферромагнитных частиц обычно приводит к подавлению сверхпроводимости образца [373,374]. Решением проблемы может быть размещение магнитных наночастиц не внутри гранул сверхпроводника, а на поверхности. Поверхностное декорирование [299,375] является новым методом, в котором центры пиннинга создаются лишь на поверхности образца или сверхпроводящих гранул. Для проверки влияния декорирования ферромагнитными наночастицами исследовались ленты из  $MgB_2$  с наночастицами  $Co$ , полученные методомковки в трубе.

Из-за высокой химической активности компонентов композиты из ВТСП и наночастиц различных металлов не реализуются. В то же время, как было установлено при исследовании транспортных свойств композитов  $YBCO + CuO$ , химическое взаимодействие  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с  $CuO$  пренебрежимо мало [376]. Появление технологии создания наноразмерных частиц  $CuO$  позволило изучить влияние наноразмерных включений  $CuO$  в качестве второго ингредиента композитов на их свойства.

## 6.1. MgB<sub>2</sub> с наночастицами Co

### 6.1.1. Характеризация

На Рис. 68 показаны типичные дифрактограммы образцов  $(1 - x)\text{MgB}_2 + x\text{Co}$ , измеренные в комнатной температуре. Все пики соответствуют гексагональной решетке MgB<sub>2</sub>. По методу Вильямсона-Холла (анализ уширения дифракционных пиков) [342] была получена информация о среднем размере кристаллитов и напряжении в них. Параметры ячейки, полученные размеры кристаллитов и напряжений приведены в таблице (Таблица 15). Размер кристаллитов равен примерно 40 nm для всех образцов. Параметры решетки одинаковы для MgB<sub>2</sub>(0Co) и для всех образцов с добавлением Co. Это свидетельствует о том, что атомы Co не проникали в решетку MgB<sub>2</sub>.

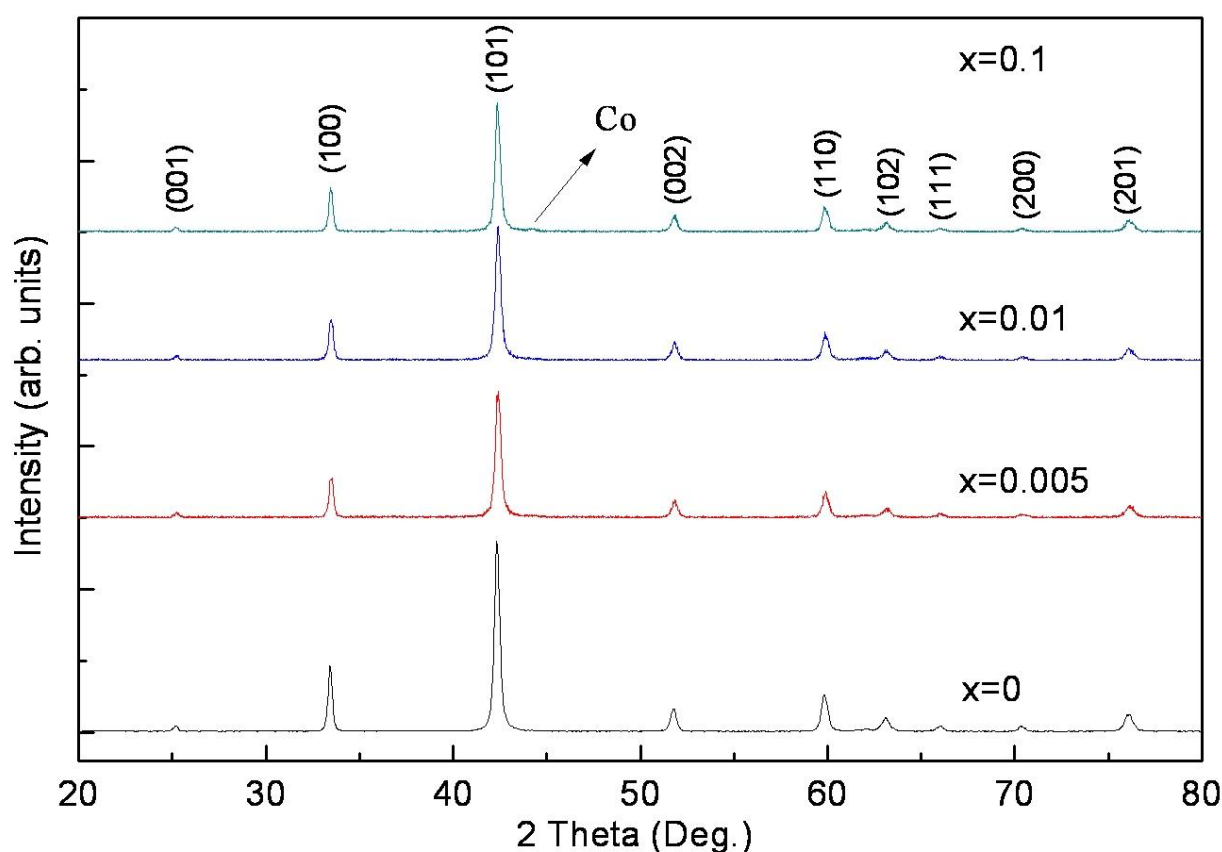


Рис. 68. Дифрактограммы образцов  $(1 - x)\text{MgB}_2 + x\text{Co}$ .

На дифрактограмме  $\text{MgB}_2(0.1\text{Co})$  пик около  $44.2^\circ$  соответствует сигналу от частиц  $\text{Co}$  с  $\text{fcc}$  решеткой. Размер частиц  $\text{Co}$  не превышал  $20 \text{ nm}$ , так как  $\text{fcc}$  структура является нестабильной для более крупных частиц  $\text{Co}$  [377]. Намагниченность насыщения наночастиц  $\text{Co}$  растет от  $120 \text{ emu/g}$  ( $x = 0.005$ ) до  $160 \text{ emu/g}$  ( $x > 0.1$ ).

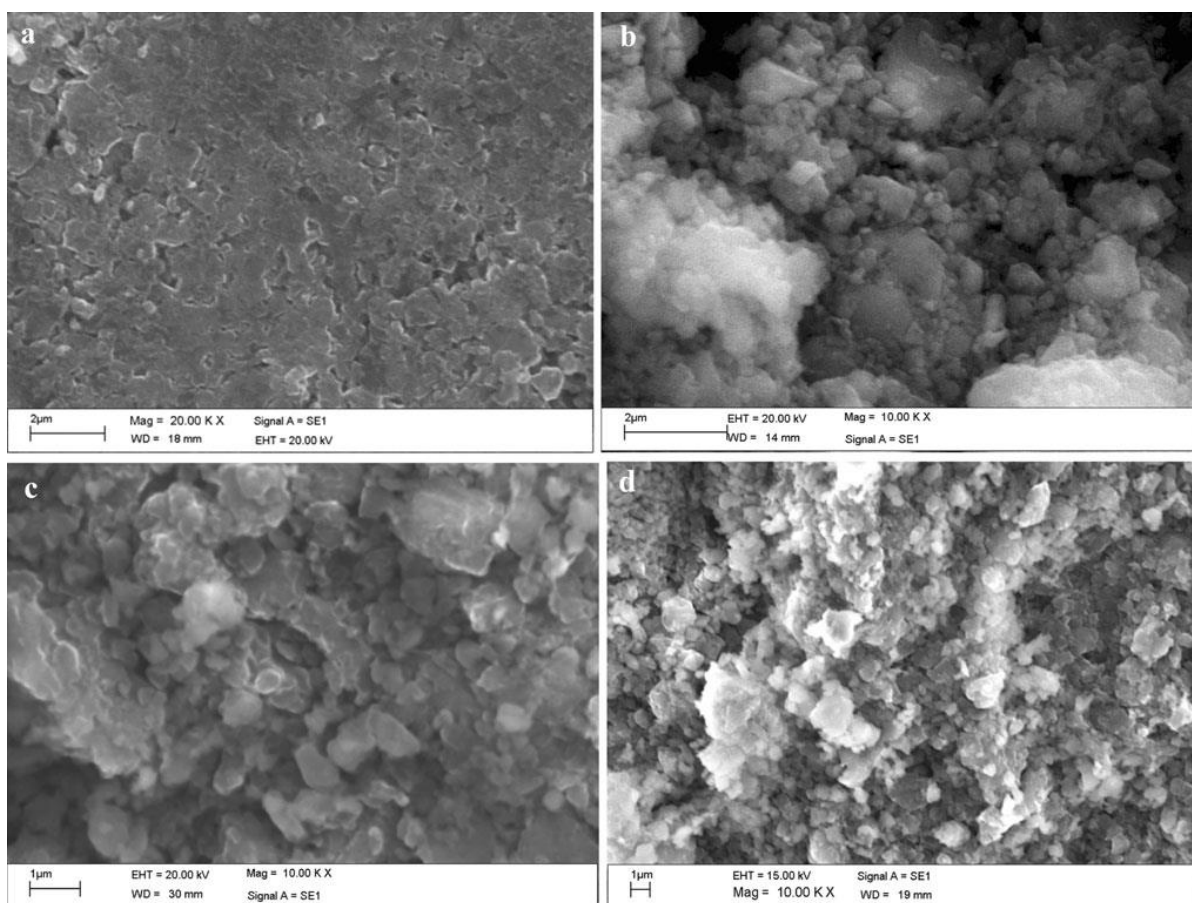


Рис. 69. Микрофотографии SEM образцов  $(1 - x)\text{MgB}_2 + x\text{Co}$  с  $x = 0$  (a), 0.005 (b), 0.01 (c) и 0.1 (d).

Изображения SEM образцов с  $x = 0, 0.005, 0.01$  и  $0.1$  показаны на Рис. 69. В  $\text{MgB}_2(0\text{Co})$  гранулы  $\text{MgB}_2$  имеют размеры от  $\sim 0.1$  до  $2 \mu\text{m}$ . Усредненный размер гранул  $\sim 1 \mu\text{m}$ . Гранулы образцов с  $x = 0.005, 0.01$  и  $0.1$  похожи на гранулы чистого  $\text{MgB}_2$ , но имеют меньший размер  $\approx 0.5 \mu\text{m}$ . На изображениях SEM этих образцов участки с частицами  $\text{Co}$  выглядят, как светлые области. Такие области распространяются при увеличении



содержания Со. По-видимому, гранулы  $\text{MgB}_2$  составлены из кристаллитов с размерами около 40 nm. Результаты XRD и SEM согласуются с картиной, в которой наночастицы Со находятся на поверхности гранул  $\text{MgB}_2$ .

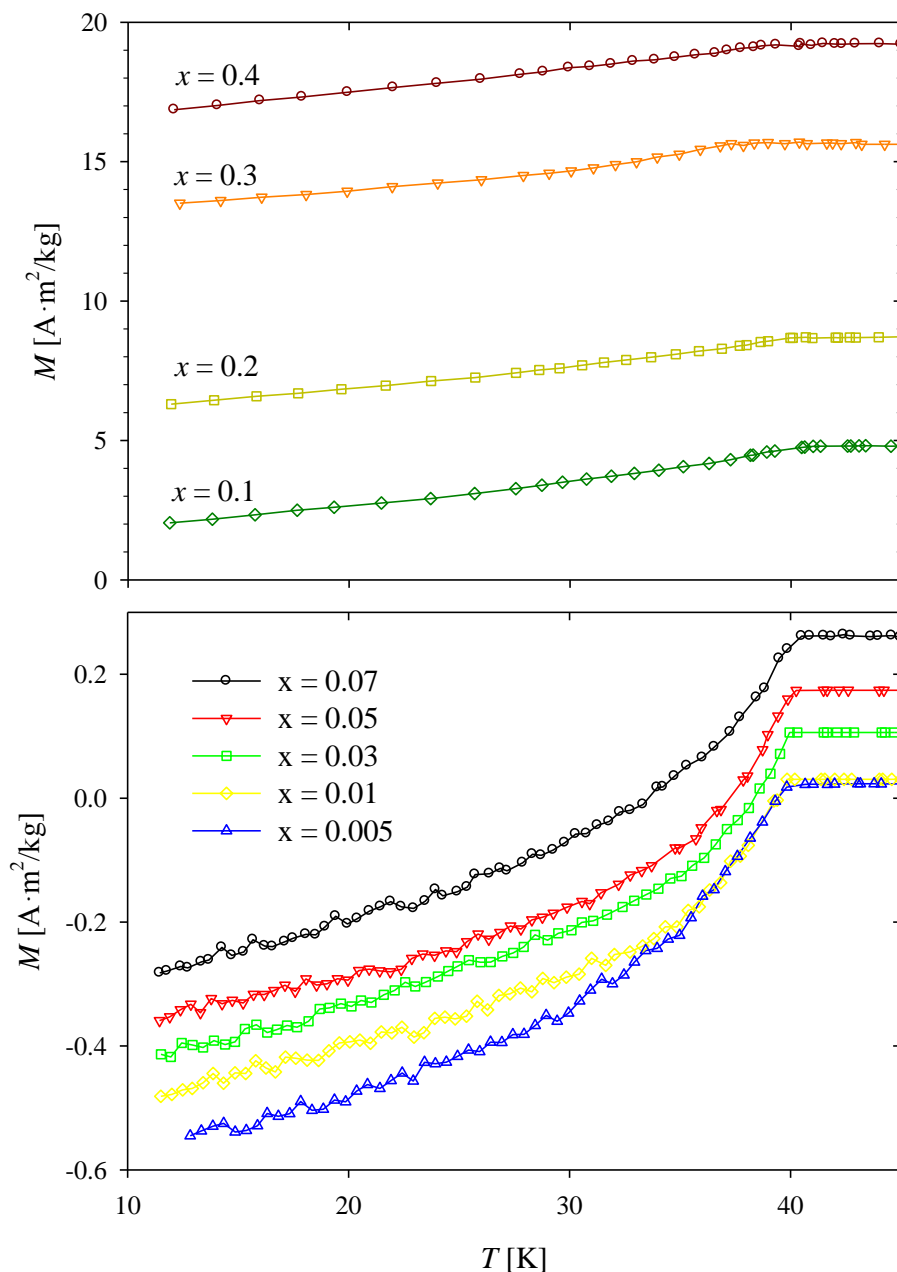


Рис. 70. Температурная зависимость ZFC намагниченности лент  $(1 - x)\text{MgB}_2 + x\text{Co}$  при  $\mu_0 H$

На Рис. 70 показана температурная эволюция намагниченности. Для образцов с  $x \leq 0.2$  температура перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c = 39.0 \pm 0.3$  К. У образцов с  $x \geq 0.3$  наблюдается понижение  $T_c$ . Величина

диамагнитного сигнала уменьшается с ростом  $x$  от 0 до 0.07. Для образцов с  $x \geq 0.1$  диамагнитный сигнал отсутствует.

= 0.1 Тл.

Таблица 15. Параметры ячейки, размер кристаллита и величины внутренних деформаций в композите  $(1 - x)\text{MgB}_2 + x\text{Co}$ .

$x$	$a$ [Å]	$c$ [Å]	$D$ [nm]	$\varepsilon$ [%]
0	$3.090 \pm 0.003$	$3.532 \pm 0.004$	$36 \pm 5$	$0.24 \pm 0.03$
0.005	$3.086 \pm 0.002$	$3.526 \pm 0.002$	$39 \pm 6$	$0.28 \pm 0.02$
0.01	$3.087 \pm 0.003$	$3.527 \pm 0.003$	$39 \pm 5$	$0.28 \pm 0.02$
0.1	$3.088 \pm 0.002$	$3.529 \pm 0.004$	$39 \pm 5$	$0.26 \pm 0.02$

### 6.1.2. Петли гистерезиса намагниченности

На Рис. 71 показаны петли гистерезиса намагниченности при  $T = 10, 20$  и 30 К для  $x = 0$  (а), 0.05 (б) и 0.1 (в), а также для  $x = 0.2, 0.3$  и 0.4 при 30 К (д). Петли гистерезиса намагниченности композитных лент  $(1 - x)\text{MgB}_2 + x\text{Co}$  соединяют в себе особенности петель гистерезиса намагниченности сверхпроводника второго рода и ферромагнетика.

Намагниченность насыщения и коэрцитивное поле регулируются соотношением сверхпроводящей и ферромагнитной фаз. Полная намагниченность композитной ленты выражается как  $M(H) = (1 - x_m) M_S(H) + x_m M_{\text{FM}}(H)$ , где  $x_m$  – это массовая доля Co,  $M_S$  – намагниченность  $\text{MgB}_2$ ,  $M_{\text{FM}}$  – намагниченность Co. Это выражение связывает  $M$ ,  $M_S$  и  $M_{\text{FM}}$  в единицах  $\text{emu/g}$  или  $\text{A} \cdot \text{m}^2/\text{kg}$ .

Для проверки предположения о влиянии наночастиц Co на пиннинг вихрей строились зависимости намагниченности сверхпроводящей фазы  $M_S(H)$ . Для этого определялся ферромагнитный вклад  $M_{\text{FM}}(H)$ , затем он удалялся из петли гистерезиса намагниченности  $M(H)$ .

В полях  $\mu_0 H > 4$  Тл намагниченность гранул  $\text{MgB}_2$  практически равна 0, поэтому в больших полях зависимость  $M(H)$  определяется только намагниченностью наночастиц  $\text{Co}$ . Значения намагниченности насыщения  $M_{\text{sat}}$ , приведенные к массовой доле  $\text{Co}$  в композитных лентах, близки к спонтанной намагниченности  $\text{Co}$  (160  $\text{emu/g}$ ). Петля гистерезиса намагниченности ферромагнитной фазы характеризуется следующими параметрами: коэрцитивное поле  $\mu_0 H_{\text{coer}} \approx 0.4$  Тл, остаточная намагниченность  $M_r \approx 0.13 M_{\text{sat}}$ .

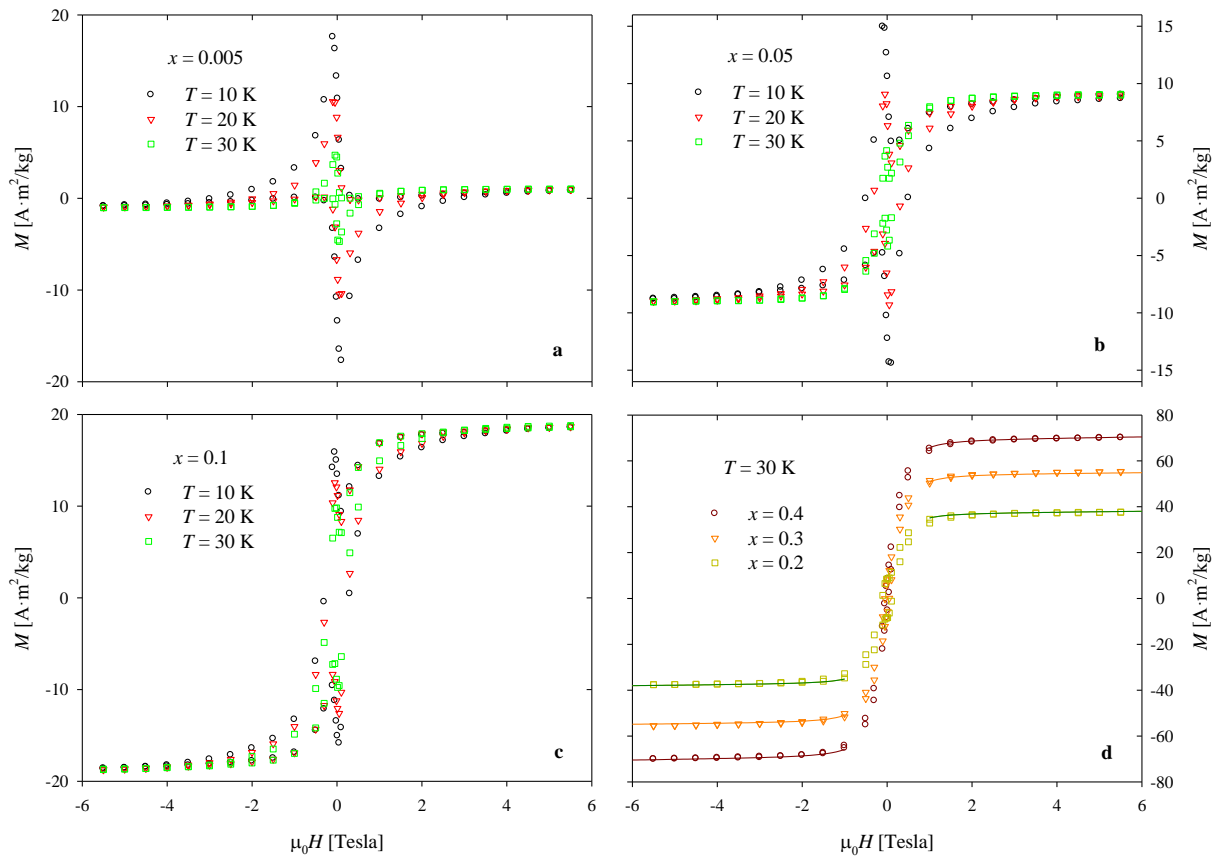


Рис. 71. Петли гистерезиса намагниченности лент  $(1-x)\text{MgB}_2 + x\text{Co}$ .

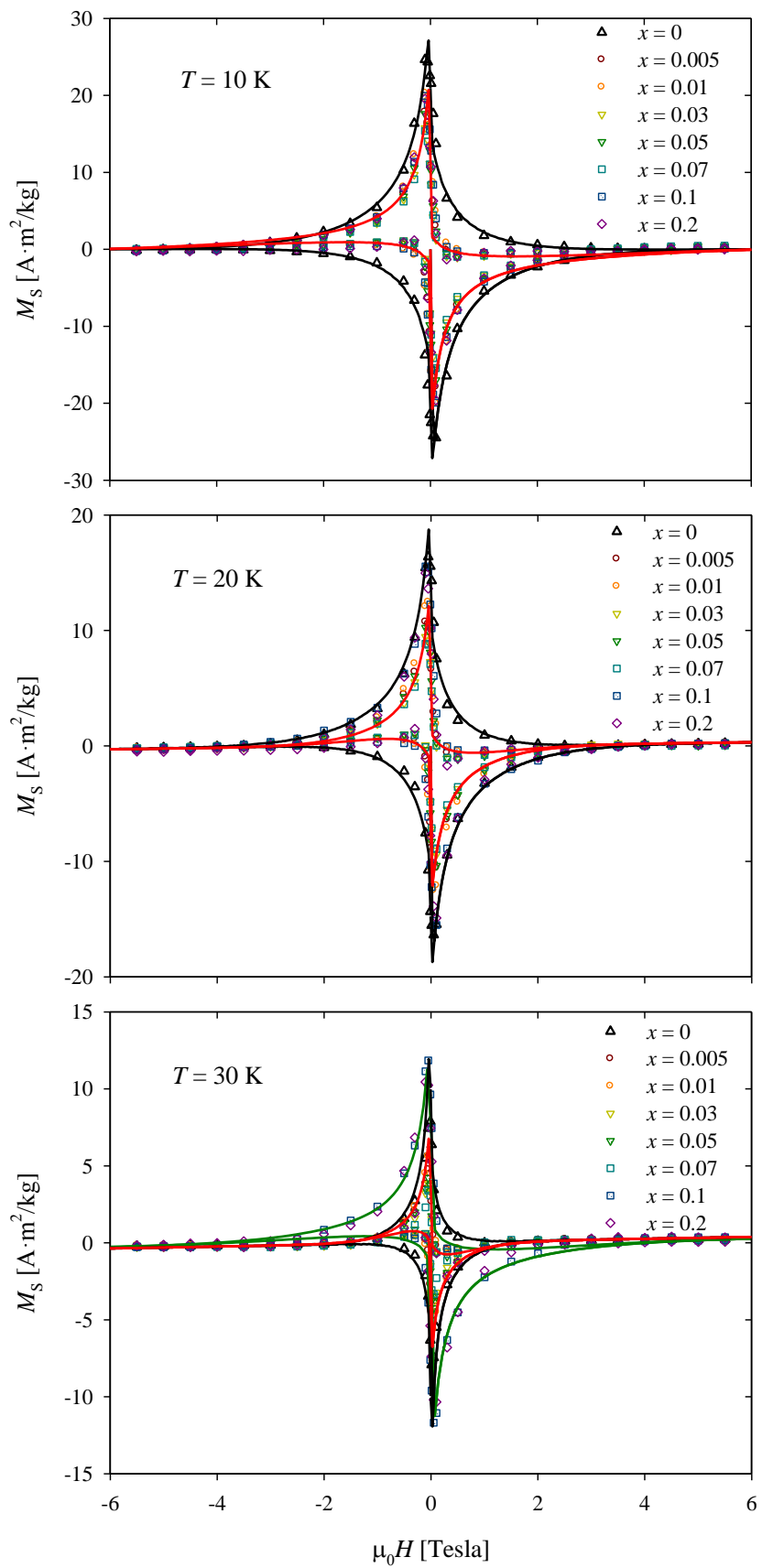


Рис. 72. Петли гистерезиса намагниченности сверхпроводящей фазы лент  $(1-x)\text{MgB}_2 + x\text{Co}$ .

Намагниченность сверхпроводящей фазы определялась как  $M_S(H) = (M(H) - x_m M_{FM}(H)) / (1 - x_m)$ . На Рис. 72 показаны полученные петли гистерезиса намагниченности  $M_S(H)$  образцов с  $x = 0.005 \div 0.2$  и петля образца с  $x = 0$ . Для образцов с  $x = 0.3$  и  $0.4$  извлечь  $M_S(H)$  с удовлетворительной точностью не удалось из-за слабого сигнала от  $MgB_2$  по сравнению с вкладом  $M_{FM}$  в этих образцах.

Петли гистерезиса намагниченности  $M_S(H)$  на Рис. 72 асимметричны относительно оси  $H$ . Асимметрия увеличивается с ростом температуры. При 10 К полученные зависимости  $M_S(H)$  для композитных лент практически совпадают друг с другом. Величина  $\Delta M(H)$  для образца с  $x = 0$  в 1.5 раза больше, чем для петель композитных лент. При температурах 20 и 30 К по-прежнему вид петель намагниченности  $M_S(H)$  не зависит от  $x$  при  $0.005 \leq x \leq 0.07$ . Для образцов с  $x = 0.1$  и  $0.2$  величина  $\Delta M(H)$  при 20 К становится больше, чем для остальных композитных лент. При  $T = 30$  К величина  $\Delta M(H)$  для образцов с  $x = 0.1$  и  $0.2$  становится больше, чем для ленты с  $x = 0$ .

### 6.1.3. Анализ

Как ожидалось [373], добавление ферромагнитных частиц приводило к подавлению сверхпроводимости образца. Однако заметное подавление сверхпроводимости наблюдалось только в лентах с  $x \geq 0.3$ . Простая оценка внутреннего поля  $H_{in}$ , создаваемого частицами Co, может быть получена из  $H_{in} = H - N \cdot M_{sat} \cdot x$ , где  $N = 4/3 \pi$  – это размагничивающий фактор,  $M_{sat} = 1445$  етл/см<sup>3</sup> для Co. Для  $x = 0.1$  получаем  $\mu_0 H_{in} = 0.06$  Тл. В рассматриваемом интервале полей таким добавочным полем можно пренебречь.

Сделаем предварительную оценку  $J_{c0}$  по формуле Бина (1), используя размер образца  $R = 0.25$  см и плотность  $MgB_2$  2.57 г/см<sup>3</sup>. Получаем  $J_{c0} = 68$  МА/м<sup>2</sup> для  $MgB_2(0Co)$  в 10 К. Такое значение  $J_{c0}$  на 3 порядка меньше  $J_d$ .

Размер областей циркуляции экранирующего сверхтока в образцах оценивался из асимметрии петель намагниченности при  $T = 10$  К. Используя

известное из литературы значение  $\lambda_0 = 110$  nm для  $\text{MgB}_2$  [378], находим с помощью формулы (29) значения радиуса циркуляции для всех образцов (Таблица 16). Полученные значения соответствуют размерам гранул  $\text{MgB}_2$ , оцененным из изображений SEM. При приготовлении лент с добавлением Co размер гранул  $\text{MgB}_2$  уменьшался в  $\approx 2$  раза.

Таблица 16. Параметры  $(1-x)\text{MgB}_2 + x\text{Co}$ .

$x$	$R$ [ $\mu\text{m}$ ]	$J_{c0}(10\text{ K})$ [ $10^{10}$ A/m $^2$ ]	$J_{c0}(20\text{ K})$ [ $10^{10}$ A/m $^2$ ]	$J_{c0}(30\text{ K})$ [ $10^{10}$ A/m $^2$ ]
0	1.38	12.4	8.4	4.0
0.005	0.69	13.6	8.7	4.0
0.01	0.73	15.5	9.9	4.5
0.03	0.61	12.2	7.6	3.1
0.05	0.65	13.5	8.3	3.3
0.07	0.61	12.3	7.5	2.8
0.1	0.69	15.9	12.6	9.6
0.2	0.61	15.4	11.4	8.0
0.3	0.85	6.6	4.3	2.3

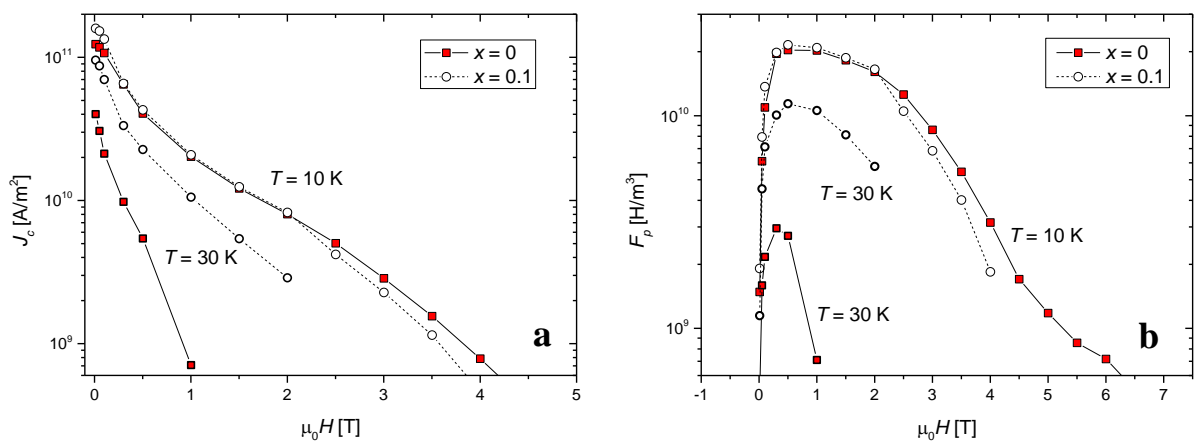


Рис. 73. Зависимости плотности макроскопического критического тока (а) и силы пиннинга (b) от магнитного поля.

Зависимости  $J_c(H)$ , представленные на Рис. 73а, оценивались из петель намагниченности по формуле Бина (1) с найденными значениями  $R$ . Таблица 16 содержит значения  $J_{c0}$  для всех образцов. Максимальные значения составляют около 10 % от плотности тока распаривания и близки к лучшим значениям  $J_c$ , полученным в других исследованиях  $MgB_2$  [379]. Видно, что для большинства образцов добавление  $Co$  приводит к незначительному увеличению  $J_c$ . В 10 К  $J_{c0}$  образцов с  $x = 0.01, 0.1$  и  $0.2$  в 1.2-1.3 раза больше, чем  $J_{c0}$  реперного образца  $MgB_2(0Co)$ . В образце  $MgB_2(0.3Co)$   $J_{c0}$  в 1.9 раз меньше, чем в  $MgB_2(0Co)$ . При повышении температуры ослабление  $J_{c0}$  происходит медленнее в образцах с  $x = 0.1$  и  $0.2$ , чем в образцах с  $x < 0.1$ . При  $T = 30$  К  $J_{c0}$  образца  $MgB_2(0.1Co)$  в 2.4 раза больше, чем  $J_{c0}$  образца  $MgB_2(0Co)$ .

Зависимость силы пиннинга от внешнего поля определялась из магнитных измерений как  $F_p(H) = \mu_0 J_c(H) \times H$ . На Рис. 73б приведены зависимости силы пиннинга  $F_p$  от поля для разных температур для  $MgB_2(0Co)$  и  $MgB_2(0.1Co)$ . Видно, что при росте температуры от 10 до 30 К поле необратимости образца  $MgB_2(0Co)$  уменьшается в  $\approx 6$  раз, а для образца  $MgB_2(0.1Co)$   $H_{irr}$  уменьшается всего в  $\approx 2$  раза, то есть температура влияет на пиннинг в образце  $MgB_2(x0.1)$  слабее, чем в остальных образцах.

На Рис. 74 показаны зависимости  $J_c$  от  $x$  в магнитном поле 0 и 1 Тл. Благодаря учету изменения радиуса циркуляции образцов, удалось установить положительное влияние добавления  $Co$  на внутригранульный критический ток. Без учета изменения радиуса циркуляции положительное влияние наночастиц  $Co$  на внутригранульный критический ток отмечалось только для образца  $MgB_2(x0.1)$  [340].

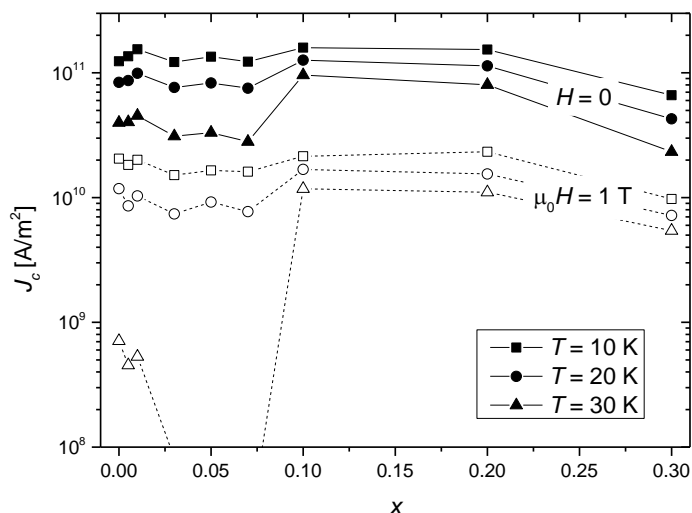


Рис. 74. Зависимость  $J_c$  от  $x$ .

Энергия пиннинга на дефектах максимальна, когда размер дефекта сравним с диаметром вихря Абрикосова ( $\sim 2\xi$ ) [148]. В  $\text{MgB}_2$  длина когерентности  $\xi$  равна  $\sim 7$  nm в 4.2 K [115,143]. В исследуемом диапазоне температур диаметр вихрей Абрикосова сравним с размером наночастиц Co.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что в исследуемых образцах наночастицы Co распределяются на поверхностях гранул  $\text{MgB}_2$ . Оптимальное увеличение  $J_c$  в лентах  $(1 - x)\text{MgB}_2 + x\text{Co}$  достигается при  $x = 0.1$ . Аналогичное увеличение внутригранульной плотности критического тока ранее было обнаружено при добавлении магнитных наночастиц  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  в  $\text{MgB}_2$  [296].

## 6.2. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с наночастицами CuO

### 6.2.1. Характеризация

Исследовались сверхпроводники  $(1 - \nu)\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} + \nu\text{CuO}$  с  $\nu = 0, 0.005, 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.2, 0.24, 0.3, 0.4, 0.7$ , где  $\nu$  – это объемная доля наночастиц CuO. Композиты  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} + \text{CuO}$  подробно исследовались ранее [376].



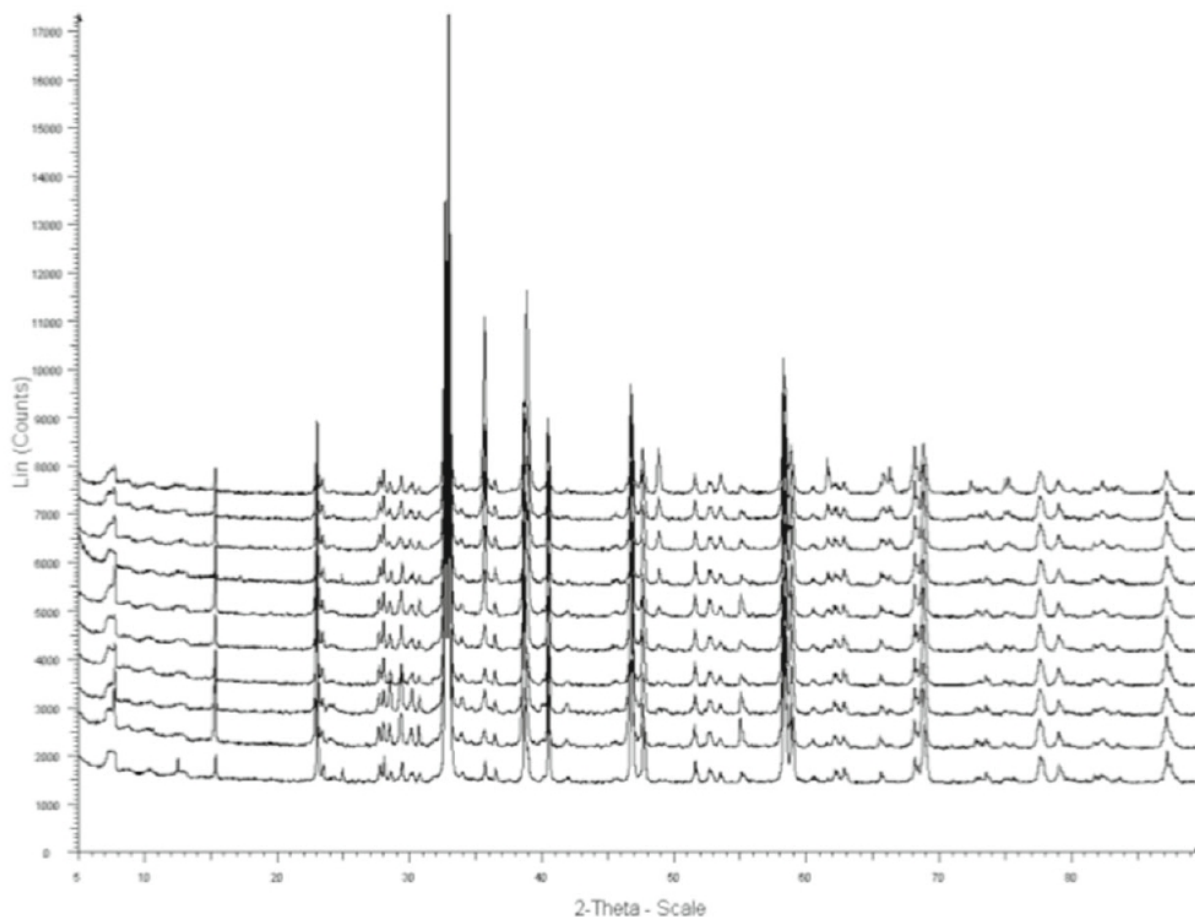


Рис. 75. Дифрактограммы образцов. Увеличение концентрации наночастиц CuO происходит от нижней кривой к верхней (от  $\nu = 0$  до  $\nu = 0.7$ ).

На Рис. 75 показаны типичные дифрактограммы образцов  $(1 - \nu)\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} + \nu\text{CuO}$ , измеренные в комнатной температуре. Дифрактограммы показывают пики от моноклинной кристаллической структуры CuO и орторомбической структуры  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Пиков посторонних фаз не обнаружено, что свидетельствует об отсутствии химического взаимодействия между CuO и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в исследуемых композитах.

На Рис. 76 показано распределение наночастиц CuO по размеру, определенное из микрофотографий исходного порошка наночастиц CuO [339]. Рентгенограммы исходного порошка наночастиц CuO показывают картину, типичную для нанокристаллов, пики сдвинуты и значительно уширены. В композитах вид пиков соответствует характеристикам

массивных кристаллитов CuO. Следовательно, температурные условия отжига композитов приводят к частичной перекристаллизации CuO. При увеличении концентрации CuO размер кристаллитов увеличивается. Поведение намагниченности наночастиц CuO нетривиальное [380]. CuO является антиферромагнетиком, но в исследованном диапазоне температур наночастицы CuO имеют нескомпенсированный магнитный момент. Этот момент приводит к наличию ферромагнитного вклада с намагниченностью насыщения 0.2 emu/g.

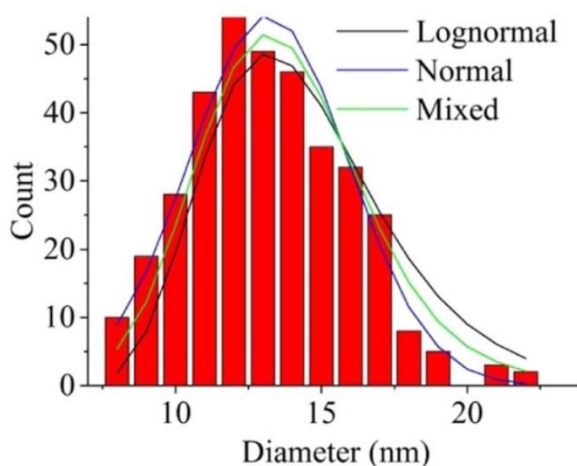


Рис. 76. Распределение диаметров наночастиц CuO в исходном порошке.

### 6.2.2. Петли гистерезиса намагниченности

Петли гистерезиса намагниченности образцов, измеренные при температуре 4.2 К, представлены на Рис. 77а. На графике не показаны измеренные петли гистерезиса намагниченности образцов с  $\nu = 0.005, 0.02, 0.1, 0.24, 0.4$ , так как взаимно перекрываются точки следующих кривых  $M(H)$ : 1) Y123(0.005CuO) и Y123(0.02CuO) с Y123(0CuO), 2) Y123(0.1CuO) с Y123(0.05CuO), 3) Y123(0.24CuO) с Y123(0.2CuO), 4) Y123(0.4CuO) с Y123(0.15CuO). Измерения намагниченности образцов Y123(0.3CuO) и Y123(0.7CuO) при 4.2 К не проводились.

На Рис. 77b показаны участки кривых намагниченности, измеренных при температуре 77 К. Измерения проводились в полях до 1 Тл, монотонно

убывающие участки не показаны, поле необратимости не достигнуто. На Рис. 77b не приведены измеренные петли гистерезиса намагниченности образцов с  $v = 0.005, 0.02, 0.1, 0.24, 0.4$ , так как перекрываются точки следующих зависимостей  $M(H)$ : 1) Y123(0.005CuO) и Y123(0.02CuO) с Y123(0CuO), 2) Y123(0.1CuO) с Y123(0.05CuO), 3) Y123(0.24CuO) с Y123(0.2CuO), 4) Y123(0.4CuO) с Y123(0.15CuO). Все петли асимметричны относительно оси  $H$ . Асимметрия при 77 К значительно больше, чем при 4.2 К.

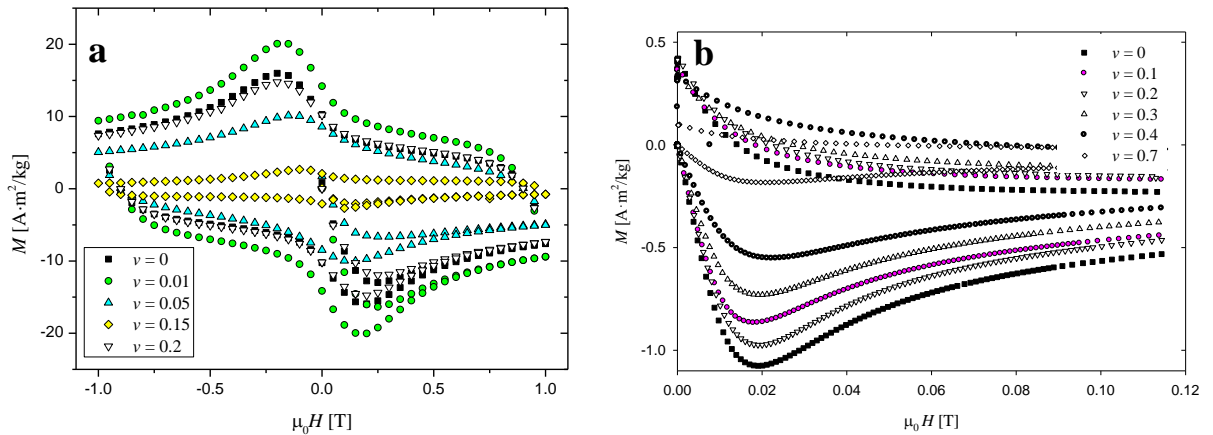


Рис. 77. Петли гистерезиса намагниченности  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} + \text{CuO}$  в 4.2 К (a) и участки магнитного гистерезиса в 77 К (b).

### 6.2.3. Плотность критического тока

На Рис. 78 показаны зависимости  $\Delta M(H)$ , полученные из петель гистерезиса намагниченности при 4.2 К. Образцы Y123(0.005CuO), Y123(0.01CuO) и Y123(0.02CuO) обладают значениями  $\Delta M$  большими, чем Y123(0CuO). Y123(0.2CuO) и Y123(0.24CuO) обладают значениями  $\Delta M$ , незначительно меньшими, чем Y123(0CuO). Для остальных образцов значения  $\Delta M$  значительно меньше, чем у Y123(0CuO).

Плотность критического тока  $J_c$  определялась по формуле Бина, записанной как  $J_c(H) = 3\Delta M_S(H)/2R$ , где  $\Delta M_S$  – это ширина намагниченности сверхпроводящих гранул,  $\Delta M_S = 100/(100 - v) \cdot \Delta M$ . Для всех образцов линейный участок начального намагничивания  $M_S(H)$  от  $H = 0$  до  $H = H_{c1}$  имеет одинаковый наклон, что свидетельствует об одинаковой физической

плотности сверхпроводящих гранул. Предварительная оценка  $J_c$  получается при подстановке радиуса образца 0.05 см и плотности YBCO 6.36 g/cm<sup>3</sup>. Получаем  $J_{c0} = 53$  kA/cm<sup>2</sup> для Y123(0CuO) в 4.2 К. Такое значение  $J_{c0}$  нереалистично мало для внутригранульной плотности критического тока.

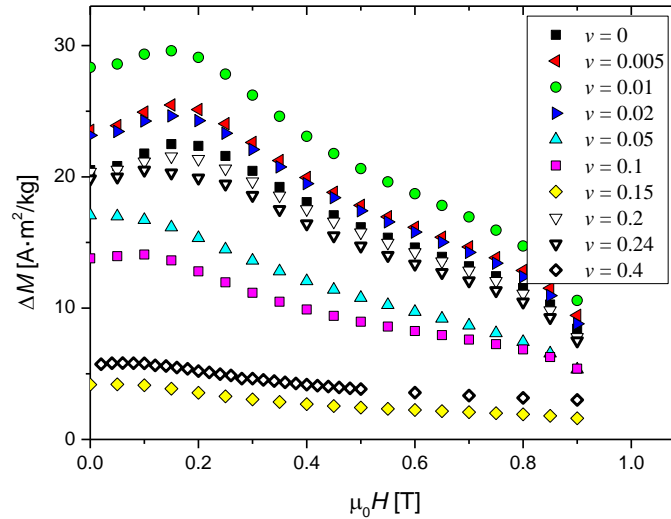


Рис. 78. Полевые зависимости  $\Delta M$  при  $T = 4.2$  К.

Значения  $R$  оценивались из асимметрии петли гистерезиса намагниченности относительно оси  $H$ . В этом разделе, как и в работе [339], используется значение  $\lambda = 200$  nm. Вычисления по формуле (29) показали (Таблица 17), что радиус циркуляции растет при увеличении  $\nu$  от  $R = 1.9$   $\mu\text{m}$  у Y123(0CuO) до  $R = 2.7$   $\mu\text{m}$  у Y123(0.1CuO). При дальнейшем росте  $\nu$  происходит уменьшение  $R$  до 2.1-2.2  $\mu\text{m}$  у образцов с  $\nu \geq 0.20$ . В таблице (Таблица 17) приведены значения  $R$  и соответствующие значения  $J_{c0}$ , определенные из петель намагниченности  $M_S(H)$  при 4.2 К и 77 К по формуле Бина. При выборе  $\lambda = 150$  nm, как в разделе 5.1, значения  $R$  были бы в 1.33 раза меньше, а значения  $J_c$  в 1.33 раза больше, чем полученные значения  $R$  и  $J_c$ .

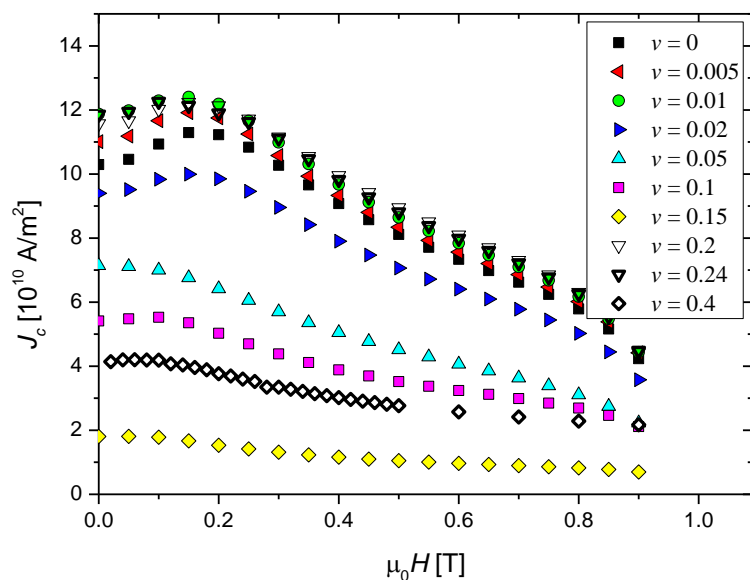


Рис. 79. Полевые зависимости плотности критического тока при  $T = 4.2$  К.

Таблица 17. Параметры  $(1 - \nu)\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} + \nu\text{CuO}$ .

$\nu$	$R$ [ $\mu\text{m}$ ]	$J_{c0}(4.2 \text{ K})$ [ $10^{10} \text{ A/m}^2$ ]	$J_{c0}(77 \text{ K})$ [ $10^{10} \text{ A/m}^2$ ]
0	1.9	11.2	0.51
0.005	2.05	11.8	0.41
0.01	2.3	12.2	0.39
0.02	2.4	9.8	0.36
0.05	2.4	6.4	0.36
0.1	2.7	5.0	0.35
0.15	2.6	1.5	0.32
0.2	2.1	12.1	0.41
0.24	2.1	11.9	0.47
0.4	2.2	3.8	0.49
0.7	2.2	-	0.30

Зависимости  $J_c(H)$  при 4.2 К приведены на Рис. 79. Максимум зависимости  $J_c(H)$ , наблюдающийся в  $\mu_0 H = 0.1-0.2$  Тл связан с нарушением

пропорциональности между  $J_c$  и  $\Delta M$  вблизи  $H = 0$  [111,113,114]. Значения  $J_c$  при  $T = 77$  К определялись с такими же значениями  $R$ , как и при определении зависимостей  $J_c(H)$  при  $T = 4.2$  К.

На Рис. 80 построены значения  $J_c$  при 4.2 К (в поле 0.5 Тл, вблизи поля полного проникновения в этой температуре) и значения  $J_c$  при 77 К (в поле 0.02 Тл, вблизи поля полного проникновения в этой температуре). При 4.2 К происходит увеличение  $J_c$  для  $\nu = 0.005$  и  $\nu = 0.01$ , а также  $\nu = 0.2$  и  $\nu = 0.24$  по сравнению с  $Y_{123}(0CuO)$ . Максимальное увеличение  $J_{c0}$  на 9 % достигается при  $\nu = 0.01$  и на 8 % при  $\nu = 0.2$ . Зависимость  $J_c$  от  $\nu$  при 77 К также немонотонная. Максимальное значение  $J_c$  у образца с  $\nu = 0$ . С ростом  $\nu$  от 0 до 0.15 плотность внутригранульного критического тока при 77 К убывает. При дальнейшем увеличении  $\nu$  происходит увеличение  $J_c$  от  $\nu = 0.15$  до  $\nu = 0.4$ . У образца с  $\nu = 0.4$  значение  $J_c$  почти достигает  $J_c$  образца с  $\nu = 0$ . Образец с  $\nu = 0.7$  обладает минимальным значением  $J_c$ .

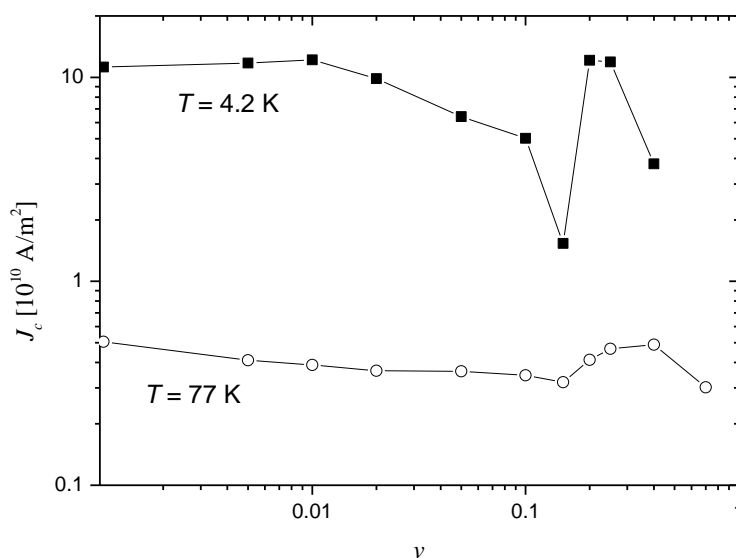


Рис. 80. Зависимость  $J_c$  от  $\nu$  (в двойном логарифмическом масштабе).

При увеличении внешнего поля от 0 до 1 Тл значения  $J_c$  всех образцов убывают в  $\sim 2$  раза при 4.2 К и в  $\sim 10$  раз при 77 К. Таким образом, в отличие от немонотонного поведения для композитов  $MgB_2 + Co$ , для композитов

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} + \text{CuO}$  сохраняется монотонная зависимость  $J_c$  от  $\nu$  для любого значения  $H$  в диапазоне магнитных полей от 0 до 1 Тл.

Предполагается, что при добавлении наночастиц  $\text{CuO}$  в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  может происходить как ослабление поверхностного барьера для выхода вихрей, приводящее к уменьшению  $J_c$ , так и усиление пиннинга из-за добавочных поверхностных дефектов, что благотворно влияет на  $J_c$ . Энергия пиннинга на дефектах максимальна, когда размер дефекта сравним с диаметром вихря Абрикосова ( $\sim 2\xi$ ) [148]. В  $\text{Y-123}$  длина когерентности  $\xi$  равна  $\sim 1$  nm в 4.2 К [115,143]. При  $T = 4.2$  К пиннинг происходит преимущественно на одиночных частицах  $\text{CuO}$  с размерами до десяти нанометров. Как показали экспериментальные данные, вблизи концентраций  $\nu = 0.01$  и  $\nu = 0.2$  наблюдается увеличение критического тока благодаря добавочным центрам пиннинга на поверхности гранул.

При повышении температуры, из-за роста длины когерентности в  $\text{Y-123}$ , уменьшается вклад от пиннинга на малых поверхностных частицах  $\text{CuO}$  и растёт вклад от пиннинга на крупных частицах  $\text{CuO}$ . При  $T = 77$  К пиннинг вихрей Абрикосова происходит в основном на более крупных частицах  $\text{CuO}$ , с размерами более десяти нанометров. Согласно данным XRD, число крупных частиц  $\text{CuO}$  увеличивается с ростом концентрации  $\nu$ . Действительно, при  $T = 77$  К наблюдается усиление силы пиннинга при больших концентрациях  $\text{CuO}$  (вблизи  $\nu = 0.4$ ).

### 6.3. Основные результаты

Экспериментально исследованы и проанализированы магнитные свойства поликристаллических сверхпроводников  $\text{MgB}_2$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с добавлением наночастиц. Показана важность учёта вариаций размера сверхпроводящих гранул при сравнении значений плотности критического тока композитов с разным содержанием компонентов. Циркуляционный

радиус, определенный по расширенной модели критического состояния, для всех образцов совпадает с радиусом гранул.

Установлено, что при добавлении наночастиц Co к  $MgB_2$  плотность внутригранульного критического тока при температуре 10 К увеличивается на 25 % при малых концентрациях ( $x = 0.01$ ) и на 28 % при больших концентрациях ( $x = 0.1$ ) наночастиц. При температуре 30 К в композите  $MgB_2 + Co$  с  $x = 0.1$  плотность внутригранульного критического тока на 140 % больше, чем в исходном  $MgB_2$ .

При добавлении наноразмерных частиц CuO плотность внутригранульного критического тока  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  при температуре 4.2 К увеличивается на 9 % при малых концентрациях ( $v = 0.01$ ) и на 8 % при больших концентрациях ( $v = 0.2$ ) наночастиц.

Проведенные предварительные исследования позволяют предположить, что наночастицы формируют центры пиннинга для вихрей Абрикосова на поверхности гранул, что ведет к увеличению внутригранульного критического тока. Многообещающей перспективой для прикладной сверхпроводимости выглядит комбинирование поверхностных магнитных и объемных немагнитных центров пиннинга.

Результаты, вошедшие в данную главу, опубликованы в работах [339,340].



## ГЛАВА 7. ПИК-ЭФФЕКТ В $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$

*Всякое царство, разделившееся само  
в себе, опустеет.*

*Матфей*

В данной главе представлены измерения зависимостей намагниченности от магнитного поля для монокристалла  $\text{Ba}_x\text{K}_{1-x}\text{BiO}_3$ , в котором объемная концентрация и размеры областей сверхпроводящей фазы определяются внешними условиями.

Сверхпроводник  $\text{Ba}_x\text{K}_{1-x}\text{BiO}_3$  (далее ВКВО) с температурой перехода  $T_c \sim 30$  К обладает кубической кристаллической решеткой и слабой анизотропией магнитных свойств [381]. ВКВО обладает рядом типичных для высокотемпературных сверхпроводников свойств, таких как уширение резистивного перехода в магнитном поле и наличие фазы вихревого стекла [382,383]. Однако ВКВО также демонстрирует аномальные особенности магнитных и транспортных характеристик. Как поликристаллические, так и монокристаллические образцы ВКВО имеют немонотонные зависимости сопротивления  $R$  от внешнего поля  $H$ , температуры  $T$  и транспортного тока, также наблюдается восстановление резистивного состояния из сверхпроводящего при понижении температуры (рейтрант) [384,385]. Указанные особенности удается интерпретировать на основе модели пространственно неоднородного состояния сверхпроводник-диэлектрик [217] применительно к данным системам.

## 7.1. Пик-эффект в $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$

### 7.1.1. Характеризация

Исследовался монокристалл  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ . На Рис. 81 приведены зависимости сопротивления  $\mathcal{R}$  от температуры в различных внешних магнитных полях. Температура начала резистивного перехода  $T_c$  составляет 31.8 К. При этой же температуре появляется диамагнитный сигнал на зависимости магнитного момента от температуры в малых (несколько Эрстед) внешних полях.

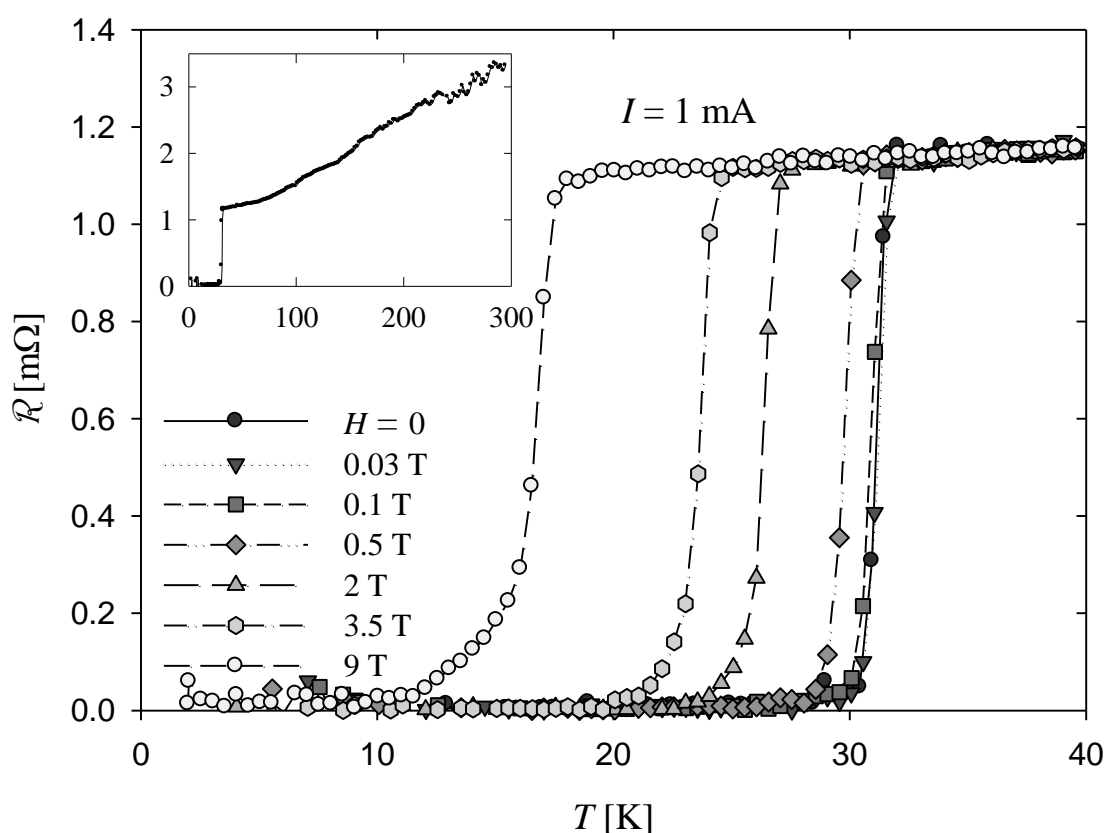


Рис. 81. Резистивный переход  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  в различных магнитных полях (транспортный ток  $I = 1 \text{ mA}$ ). На вставке:  $\mathcal{R}(T)$  до 300 К в нулевом внешнем поле.

### 7.1.2. Петли гистерезиса намагниченности

На Рис. 82 приведены петли гистерезиса намагниченности монокристалла ВКВО, измеренные при температурах от 2 К до 25 К. Рис. 82а

и Рис. 82b демонстрирует характерные особенности петель намагничивания при различных температурах. При низких температурах зависимости  $M(H)$  практически симметричны относительно оси абсцисс. Вторичный пик на зависимостях  $M(H)$  проявляется в области достаточно больших полей ( $H \sim 3\div 4$  Тл для температур  $2\div 16$  К), как при увеличении, так и уменьшении внешнего поля, что отчётливо видно на увеличенном участке петель (Рис. 82b). С ростом температуры вторичный пик смещается в меньшие поля и сужается. При достаточно высоких температурах вторичный пик становится ярко выраженным, что продемонстрировано на Рис. 83 для зависимости при  $T = 21$  К. При  $T = 25$  К и выше вторичный максимум на зависимостях  $M(H)$  не удается выделить. Также на зависимостях  $M(H)$  присутствует дополнительный диамагнитный вклад. На Рис. 83 отчётливо видно, что в области высоких полей кривые намагничивания  $M(H)$  выходят на линейную зависимость  $M = \chi H$ , характерную для диамагнетизма. Диамагнитная восприимчивость  $\chi$  практически одинакова для области температур ниже  $T_c$ , и равна  $-7.5 \times 10^{-5} \text{ см}^3/\text{mol}$ , что близко к значениям  $\chi$  для  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  при  $T = 30\div 40$  К, определенным в работе [386].

Из кривых намагничивания можно определить значения второго критического поля  $H_{c2}$ , а также поля необратимости  $H_{\text{irr}}$ , при котором прямой и обратный ходы  $M(H)$  начинают совпадать. Значения  $H_{c2}$  определялись для области температур выше 20 К, критерием служило начало совпадения экспериментальных точек зависимости  $M(H)$  с линейной зависимостью  $M = \chi H$ . Пример определения  $H_{c2}$  и  $H_{\text{irr}}$  показан на Рис. 83.

Вид зависимостей  $M(H)$ , полученных после вычитания диамагнитного вклада приведен на вставке Рис. 83. Видно, что эти гистерезисные зависимости, обусловленные только сверхпроводящим вкладом, асимметричны относительно оси абсцисс. При понижении температуры асимметрия петель уменьшается.

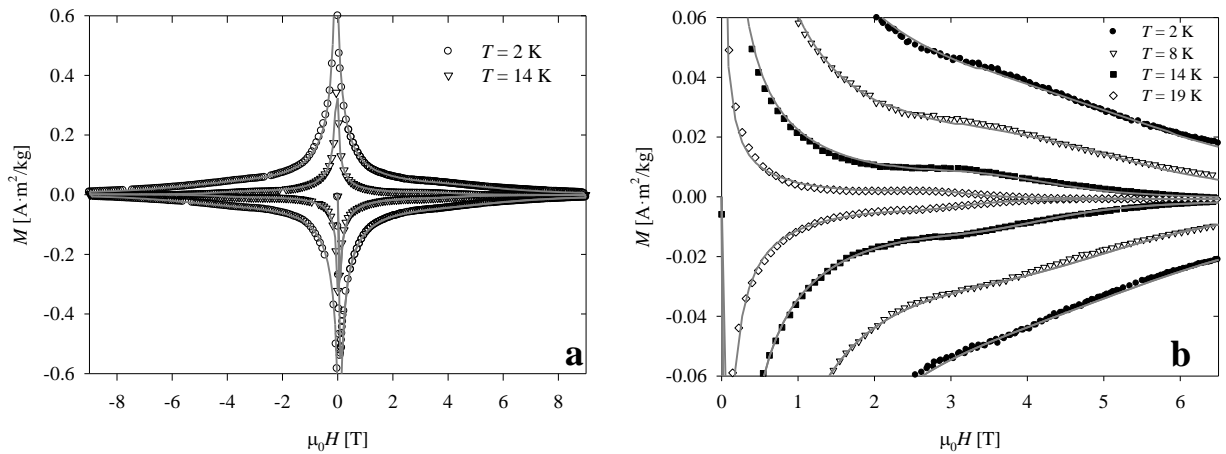


Рис. 82. Петли гистерезиса намагниченности  $V_{0.6}K_{0.4}VVO_3$ . а) Полная петля при  $T = 2$  К и 14 К. б) Участок петли в районе вторичного пика при  $T = 2$  К, 8 К, 14 К, 19 К. Точки – эксперимент, линии – расчет по РМКС с учётом фазового расслоения.

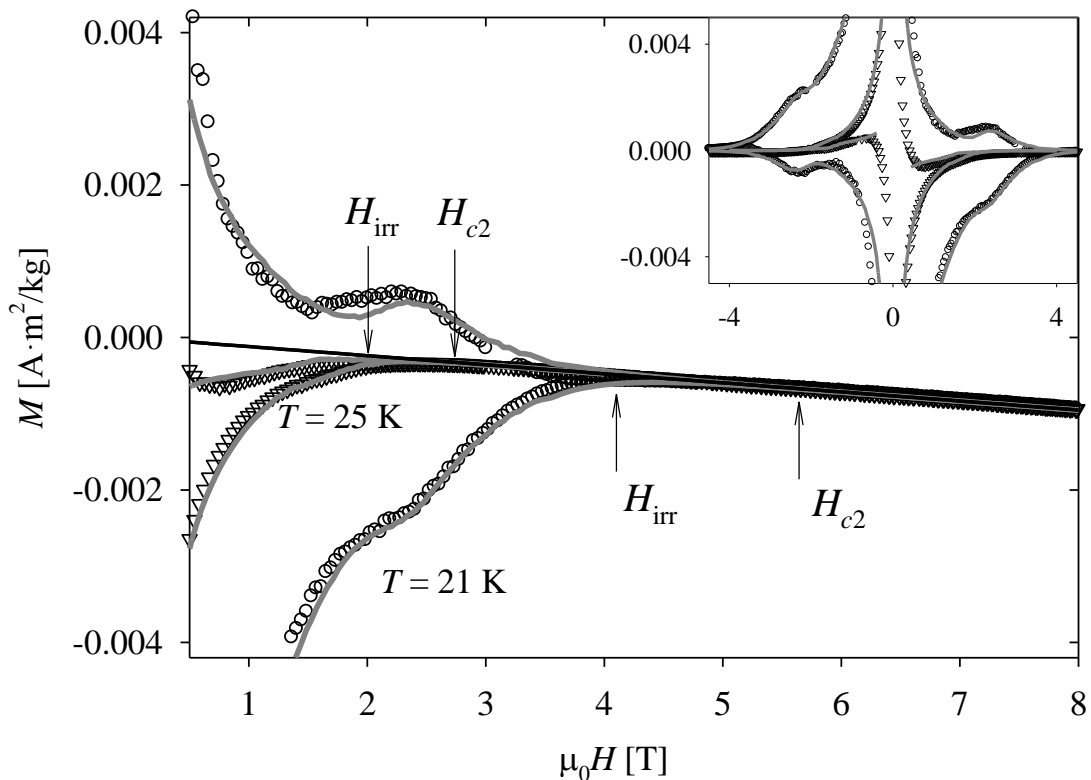


Рис. 83. Участок петель гистерезиса намагниченности в районе вторичного пика при  $T = 21$  К и 25 К. Прямая линия – диамагнитный вклад. На вставке: зависимости после вычета диамагнитного вклада. Точки – эксперимент, линии – расчет по РМКС с учётом фазового расслоения.

### 7.1.3. Анализ

Предварительная оценка  $J_{c0}$  по формуле Бина (1) с использованием размера образца  $R = 0.05$  см и плотности ВКВО  $8 \text{ g/cm}^3$  [387] дает  $J_{c0} = 2.9 \text{ kA/cm}^2$  при 2 К. Такое значение  $J_{c0}$  на 3-4 порядка меньше плотности тока распаривания  $J_d$ .

Анализ асимметрии петель намагниченности позволил оценить размер областей циркуляции экранирующего сверхтока в образце. Используя известное из литературы значение  $\lambda_0 = 300 \text{ nm}$  для ВКВО [381], находим с помощью формулы (29) значение  $R \sim 8 \text{ }\mu\text{m}$  при  $T = 2 \text{ K}$ . Такое значение намного меньше размера исследуемого монокристалла ( $10^{-3} \text{ м}$ ).

Зависимости  $J_c(H)$ , представленные на Рис. 84, оценивались из петель намагниченности по формуле (1) с оцененным значением  $R$ . Получено значение  $J_{c0} = 2 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$  в 2 К. Такое значение  $J_{c0}$  только на 1-2 порядка меньше тока распаривания  $J_d$ .

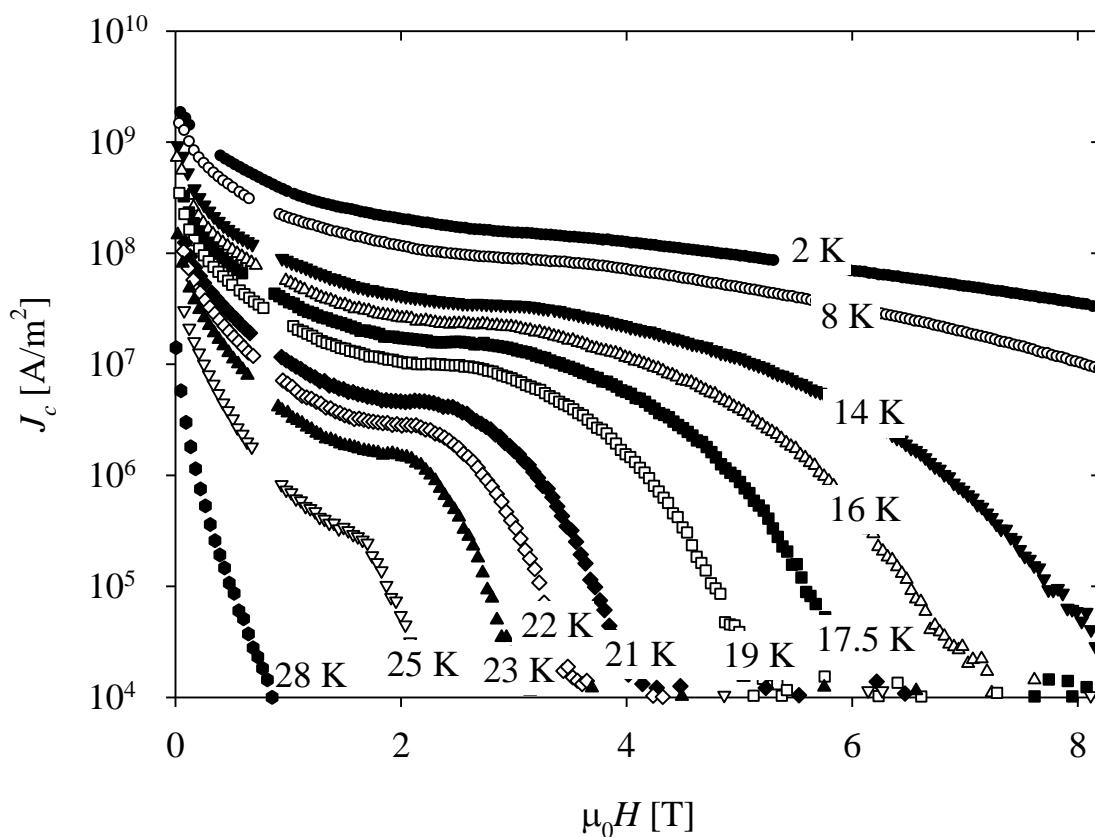


Рис. 84. Зависимость плотности критического тока от магнитного поля.

Зависимость силы пиннинга от внешнего поля определялась как  $F_p(H) = \mu_0 J_c(H) \cdot H$ . На Рис. 85 приведены зависимости силы пиннинга  $F_p$  от поля в координатах  $f_p = F_p/F_{\max 1}$  от  $h = H/H_{\text{irr}}$  для разных температур, здесь  $F_{\max 1}$  – это высота первого максимума, расположенного в малых полях. Кривые  $f_p(h)$  совпадают в области малых полей и в области вблизи  $H_{\text{irr}}$ , но расходятся в области пик-эффекта. Значения  $H_{\text{irr}}$  были взяты непосредственно из экспериментальных кривых намагничивания  $M(H)$  (см. пример определения  $H_{\text{irr}}$  на Рис. 83, а при  $T = 2$  К и 8 К определялись из условий совпадения участков кривых  $f_p(h)$  вблизи  $H = 0$  и  $H = H_{\text{irr}}$ .

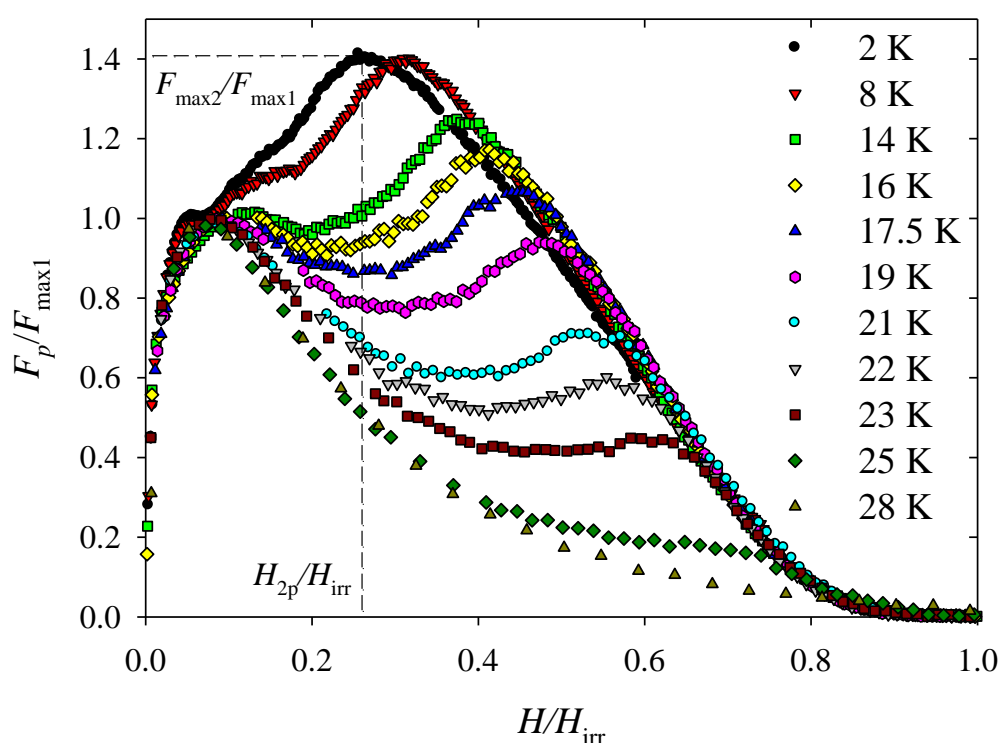


Рис. 85. Зависимости силы пиннинга от магнитного поля в координатах  $f_p = F_p/F_{\max 1}$  от  $h = H/H_{\text{irr}}$ . Для зависимости  $f_p(h)$  При  $T = 2$  К отмечен второй максимум, соответствующий пик-эффекту.

Анализ изменения высоты и положения вторичного пика от температуры на экспериментальных петлях  $M(H)$  позволяет получить информацию о механизмах возникновения вторичного пика. Первый и

вторичный пики на зависимостях  $M(H)$  соответствуют первому и второму максимумам на зависимостях  $F_p(H)$ . Вторичный пик на зависимости  $F_p(H)$  обычно ассоциируется с фазовым переходом вихревой решетки. Такой сценарий маловероятен для сверхпроводника ВКВО, обладающего малой анизотропией. Для полученных данных, в указанных координатах  $f_p = F_p/F_{\max 2}$  от  $h$ , зависимости для разных температур не укладываются на одну кривую, таким образом, скейлинг отсутствует, причем как по положению, так и по амплитуде вторичного пика. Из Рис. 85 видно, что положение вторичного максимума  $H_{2p}/H_{irr}$  меняется от  $h = 0.33$  при  $T = 8$  К до  $h = 0.6$  при 23 К, в то время как при ожидаемой картине пик-эффекта из-за фазового перехода решетки положение пика в координатах приведенного поля  $h$  оставалось бы неизменным. Отметим, что поле первого максимума силы пиннинга в приведенных координатах не меняется,  $H_{1p}/H_{irr} \approx 0.08$ .

На Рис. 86 приведены значения  $H_{2p}$  в разных температурах. В сценарии пластичного пиннинга [388] значение  $H_{2p}$  изменяется с температурой как  $H_{2p} \sim (1 - (T/T_c)^4)^{1.4}$ . Данная функция совпадает по знаку кривизны с наблюдаемой зависимостью, однако количественное совпадение неудовлетворительное, что проиллюстрировано на Рис. 86. Наблюдаемое положение вторичного пика силы пиннинга хорошо описывается зависимостью  $H_{2p} = H_{2p0} \cdot (1 - (T/T_c)^2)$  при  $\mu_0 H_{2p0} = 4$  Тл. Такая зависимость  $H_{2p}(T)$  может быть связана с существованием в образце областей с пониженным значением  $H_{c2}$  [389]. Известно, что участки с пониженным значением  $H_{c2}$  могут возникать в том случае, когда в основной сверхпроводящей матрице образуются пространственно разделённые области, отличающиеся химическим составом, либо стехиометрией по кислороду [390]. При увеличении внешнего поля сверхпроводимость в таких областях подавляется раньше.

Также на Рис. 86 приведены температурные зависимости  $H_{irr}$ ,  $H_{R=0}$  и  $H_{c2}$ . Температурная зависимость второго критического поля  $H_{c2}(T)$  определялась из зависимостей сопротивления от температуры  $R(T)$ , измеренных в

различных магнитных полях: для каждой зависимости  $\mathcal{R}(T)$  фиксировалась температура, при которой пересекаются экстраполяции участка с нормальным сопротивлением и участка резкого падения сопротивления, вызванного сверхпроводящим переходом. Температура появления диссипации  $T_{c0}$  определялась из зависимостей  $\mathcal{R}(T)$  по критерию  $5 \times 10^{-6}$  Ом.

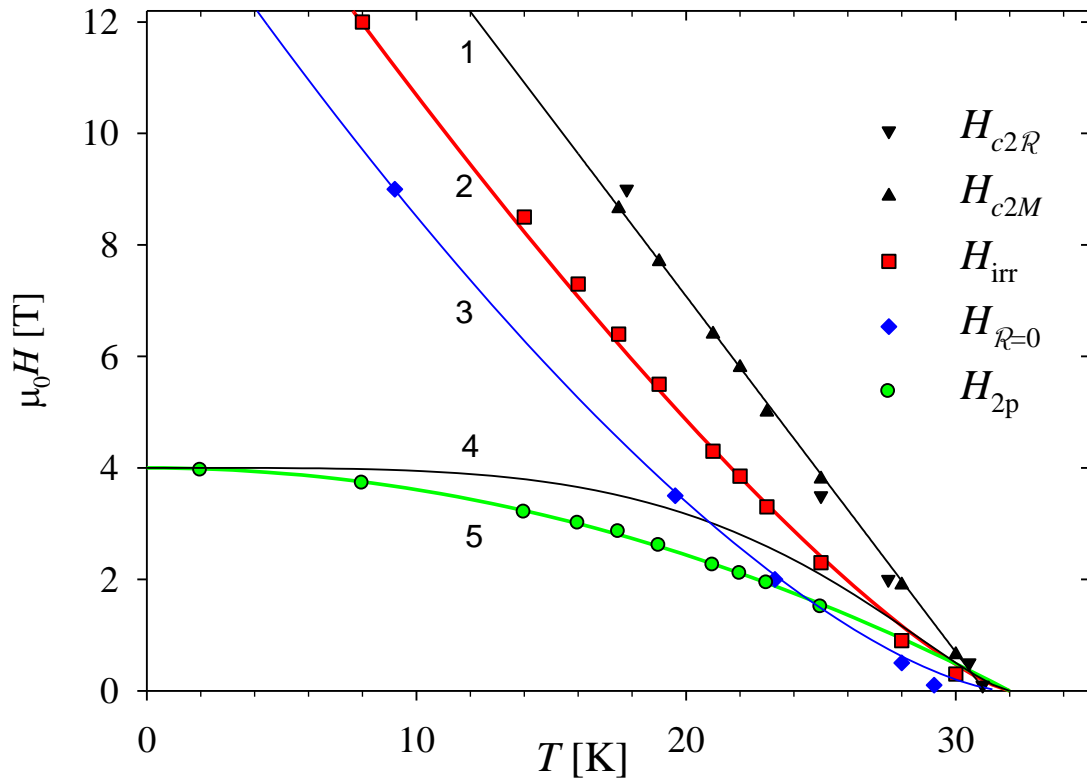


Рис. 86. Магнитная фазовая диаграмма  $V_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ . Точки экспериментальные значения второго критического поля из резистивных  $H_{c2R}(T)$  и магнитных  $H_{c2M}(T)$  измерений, поля необратимости  $H_{irr}(T)$ , поля исчезновения сопротивления  $H_{R=0}(T)$ , поля максимума вторичного пика  $H_{2p}(T)$ . Линии: 1)  $\mu_0 H = 19.9 \text{ Тл} \cdot (1 - T/T_c)$ ; 2)  $\mu_0 H = 17.4 \text{ Тл} \cdot (1 - T/T_c)^{1.3}$ ; 3)  $\mu_0 H = 15 \text{ Тл} \cdot (1 - T/T_c)^{1.5}$ ; 4)  $\mu_0 H = 4 \text{ Тл} \cdot (1 - (T/T_c)^4)^{1.4}$ ; 5)  $\mu_0 H = 4 \text{ Тл} \cdot (1 - (T/T_c)^2)$ .

При значениях внешнего поля больше значений  $H_{R=0}$ , определенных из зависимостей  $\mathcal{R}(T)$ , происходит прекращение перколяции сверхтока через



образец. При значениях внешнего поля больше значений  $H_{\text{irr}}$ , определенных из петли гистерезиса намагниченности в разных температурах, происходит диссипация энергии из-за течения вихрей. При  $H = H_{c2}$  образец полностью переходит в нормальное состояние. В диапазоне температур выше 18 К зависимость  $H_{c2}(T)$  аппроксимируется линейной функцией с наклоном  $dH_{c2}/dT \approx -0.64$  Т/К, в согласии с данными [391,392]. В то же время в работе [392] показано, что зависимость  $H_{c2}(T)$  для ВКВО может иметь положительную кривизну в более широком температурном диапазоне. Зависимости  $H_{\text{irr}}(T)$  и  $H_{R=0}(T)$  хорошо описываются функциями  $\mu_0 H = 17.4 \text{ Тл} \cdot (1 - T/T_c)^{1.3}$  и  $\mu_0 H = 15 \text{ Тл} \cdot (1 - T/T_c)^{1.5}$  соответственно. В диапазоне  $T > 25$  К линия  $H_{R=0}(T)$  расположена ниже зависимости  $\mu_0 H = 4 \text{ Тл} \cdot (1 - (T/T_c)^2)$ , описывающей зависимость  $H_{2p}(T)$ . Отметим, что отчётливый пик-эффект на зависимостях  $M(H)$  наблюдается лишь в температурном диапазоне ниже 25 К. Возможно, что одним из условий наблюдения пик-эффекта является выполнение неравенства  $H_{R=0} > H_{2p}$  при  $T = \text{const}$ .

Диапазон полей и температур, в которых наблюдается пик-эффект, соответствует условиям, при которых в ВКВО реализуется фазовое расслоение на диэлектрические и сверхпроводящие области [217,384,385,393,394]. Картина фазового расслоения зависит от внешних параметров (температура, транспортный ток, магнитное поле). Размеры сверхпроводящих и диэлектрических областей изменяются при частичном подавлении сверхпроводимости, что должно отражаться на зависимостях  $M(H)$ . Такой подход к описанию аномальных транспортных свойств ВКВО был впервые предложен в работе [384]. Согласно [217], если в сильно вырожденном полупроводнике уровень Ферми расположен вблизи края запрещённой зоны, то при появлении сверхпроводимости в химически однородном материале, возможно фазовое расслоение на диэлектрические и сверхпроводящие области. Система  $\text{Ba}_x\text{K}_{1-x}\text{BiO}_3$  является полупроводником лишь при  $x < 0.37$  [395]. В то же время, при  $x > 0.37$  ВКВО – это плохой

металл и его электронная структура близка к сильно вырожденному полупроводнику, плотность состояний у поверхности Ферми мала [396], несмотря на достаточно высокую  $T_c$ . В работе [397] для ВКВО предложена модель фазового расслоения на Ферми- и Бозе-подсистемы, описывающая переход металл – диэлектрик при  $x = 0.37$ . Система с пространственными фазовыми неоднородностями [217,397] будет реагировать на внешнее магнитное поле, поскольку при подавлении сверхпроводящей щели фазовое расслоение должно меняться, подстраиваясь под новые условия самосогласованным образом [385].

Для того чтобы учесть фазовое расслоение в РМКС, рассмотрим величину  $P_S$ , определяющую долю сверхпроводящей фазы в образце. Если  $P_S$  увеличивается с ростом поля, то увеличивается общий диамагнитный отклик образца. Пик на петлях намагниченности будет наблюдаться, если происходит резкое увеличение  $P_S$  при увеличении поля. В данной работе функциональная зависимость  $P_S(H)$  описывалась сигмоидальной функцией, эквивалентной функции Больцмана. Использовалось следующее выражение (см. раздел 2.1.5):

$$P_S(H) = P_{Smin} + \frac{P_{Smax} - P_{Smin}}{1 + |H_{tr}/H|^{H_{tr}/H_w}}, \quad (37)$$

где  $P_{Smax}$  – это максимальная, а  $P_{Smin}$  – минимальная доля сверхпроводящей фазы при заданной температуре,  $H_{tr}$  – это поле перехода, параметр  $H_w$  определяет ширину перехода от  $P_{Smin}$  до  $P_{Smax}$ . Сплошные линии на Рис. 82 и Рис. 83 показывают результат описания экспериментальных петель намагниченности по РМКС с учётом фазового расслоения. На Рис. 87 показана зависимость  $P_S$  от внешнего магнитного поля, полученная из анализа петель намагниченности в различных температурах. По отклонению начального линейного участка зависимостей  $M(H)$  при  $T = 2$  К от прямой  $M = -H$  получена оценка  $P_S \approx 0.1$  в  $H \approx 0$ . Наблюдаемое изменение намагниченности при пик-эффекте соответствует увеличению доли

сверхпроводящей фазы в 1.85 раз. Следовательно, второй пик на зависимостях  $F_p(H)$  возникает из-за увеличения доли сверхпроводящих областей в образце с фазовым разделением.

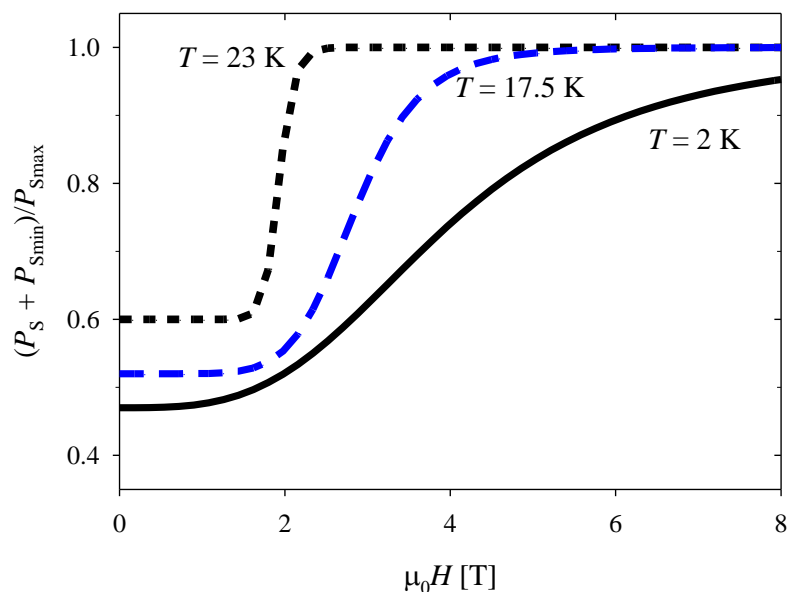


Рис. 87. Изменение доли сверхпроводящей фазы в  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ .

Таким образом, экспериментальные петли гистерезиса намагниченности были успешно описаны РМКС с учётом изменения размера диэлектрических и сверхпроводящих областей при изменении поля и температуры. Средний размер сверхпроводящих областей  $d = 2R \approx 16 \mu\text{m}$  в малом поле при  $T = 2 \text{ K}$  был оценён с помощью расширенной модели критического состояния. Такая оценка согласуется с размерами сверхпроводящих областей, полученных в магнитооптических исследованиях фазового расслоения в ВКВО [393].

## 7.2. Основные результаты

Экспериментально исследованы магнитные свойства монокристаллического сверхпроводника  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  и материала, полученного из смеси несверхпроводящих гранул  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  и  $\text{La}_{1.56}\text{Sr}_{0.44}\text{CuO}_4$ .

Установлено, что в низких температурах и низких магнитных полях содержание сверхпроводящей фазы в образце  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  составляет около

10 %. Предполагаемой причиной малой доли сверхпроводящей фазы в монокристалле является фазовое расслоение, приводящее к разделению образца на сверхпроводящие и диэлектрические области. Приложение магнитного поля подавляет фазовое расслоение и приводит к увеличению доли сверхпроводящей фазы и пик-эффекту на петлях гистерезиса намагниченности. Пик-эффект был описан с помощью функции Больцмана, задающей увеличение удельной доли сверхпроводящей фазы при росте магнитного поля. Циркуляционный масштаб, определенный по расширенной модели критического состояния, меньше размеров образца  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  и совпадает с оцененным ранее размером сверхпроводящих областей, формирующихся при фазовом расслоении.

Результаты, вошедшие в данную главу, опубликованы в работе [312].

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Программа для ЭВМ «Анализ магнитных измерений»

Программа «Анализ магнитных измерений» предназначена для помощи при обработке данных, полученных в магнитных измерениях различных образцов. Основная функция программы – это определение кривой, являющейся разностью двух заданных кривых. Программа может быть использована 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.

Хотя подобные операции могут быть выполнены в других программных пакетах, преимуществами данной программы является простейший текстовый интерфейс и легкость использования. Исполняемый файл не требует установки и работает под любой версией операционной системы Windows. Для работы в других операционных системах требуется запуск эмулятора DOS.

Программа успешно применяется для анализа различных экспериментальных данных, полученных в лаборатории Сильных магнитных полей ИФ СО РАН. Программа зарегистрирована в государственном реестре программ для ЭВМ 10 июля 2018 г., свидетельство № 2018618200.

Ниже приводится листинг программы «Анализ магнитных измерений».

```

uses crt;
label 1,2;
const l1=6;her=10000;nnn=51;
type string1=string[6];
function po(e1,x1,y1,x2,y2:real):real;
begin
  po:=(e1-x1)*(y2-y1)/(x2-x1)+y1;
end;
function stn(q:real):string;{number to string}
var n:integer;
    su1,su2:string;
    i:longint;
begin
  i:=trunc(q); n:=abs(round(100*frac(q)));
  str(i,su1);str(n,su2);
  if n=0 then su2:='00';
  stn:=su1+'.'+su2;
end;
procedure kurm(x,y:integer);
begin
  repeat
    gotoxy(x,y);
  until keypressed;
end;
procedure chik(t:string;x,y:integer;a:char);
begin
  write(t);gotoxy(x,y);writeln(a);
end;
procedure exfil(x,nnn:integer;a:char;t,slo:string);
begin
  gotoxy(1,x);write(slo,t);
  gotoxy(nnn,x);writeln(a);
end;
procedure koefs(x,nnn,npf:integer;a:char;k:real);
begin
  gotoxy(1,x);
  write(' Coefficient for ',npf,' file 1/k',npf,' k',npf,' = ');
  writeln(stn(k));gotoxy(nnn,x);writeln(a);
end;
procedure yeno(x,nnn:integer;a,yn:char;slo:string);
begin
  gotoxy(1,x);
  write(slo,' ',yn);gotoxy(nnn,x);writeln(a);
end;
var w1,w2,w3,w4,k1,k2,yy2:real;
    f,f1,f2:text;
    y,y1,y2,y3,y4,y5,aa:char;
    i,j,n,k,l,p:integer;

```

```

    t,t1,t2:string;
    e1,e2,q1,q2:array [1..1000]of real;
begin
  clrscr;
  t1:='f1.dat';
  t2:='f2.dat';
  t:='ka.dat';
  k1:=1;
  k2:=1;
  y:='n';
  y1:='n';
  y2:='y';
  y3:='n';
  y4:='y';
  y5:='n';
  writeln("");
  gotoxy(1,11-4);
  writeln('
                                ');
  writeln('          Option          Enter to change :');
  exfil(4,nnn,'a',t1,'  File 1 : ');
  exfil(5,nnn,'b',t2,'  File 2 : ');
  exfil(6,nnn,'c',t,' Output file : ');
  koefs(8,nnn,1,'1',k1);
  koefs(9,nnn,2,'2',k2);
  yeno(10,nnn,'3',y1,'  Obtain (y1-y2)/y1  y/n  ');
  writeln("");
  writeln(' Enter "0" to start');
  writeln('  Select :> ');
  repeat
  gotoxy(1,11+8);clreol;gotoxy(15,11+7);clreol;
  kurm(16,11+7);readln(aa);
  case aa of
    {interface}
    'a' : begin
      Write('  file 1.dat : ');kurm(20,11+8);
      readln(t1);t1:=t1+'.dat';gotoxy(17,11-2);clreol;chik(t1,nnn,11-2,'a');
      end;
    'b' : begin
      Write('  file 2.dat : ');kurm(20,11+8);
      readln(t2);t2:=t2+'.dat';gotoxy(17,11-1);clreol;chik(t2,nnn,11-1,'b');
      end;
    'c' : begin
      Write('  Output file.dat : ');kurm(23,11+8);
      readln(t);t:=t+'.dat';gotoxy(17,11);clreol;chik(t,nnn,11,'c');
      end;
    '1' : begin
      Write(' k1 = ');kurm(7,11+8);
      readln(k1);gotoxy(38,11+2);clreol;chik(stn(k1),51,11+2,'1');
      end;
  end;
end;

```

```

'2' : begin
    Write(' k2 = ');kurm(7,11+8);
    readln(k2);gotoxy(38,11+3);clreol;chik(stn(k2),51,11+3,'2');
    end;
'3' : begin
    if          y1='n'          then          y1:='y'          else
y1:='n';gotoxy(35,11+4);clreol;chik(y1,51,11+4,'3');
    end;
end;
until aa='0';
assign(f,t);rewrite(f);assign(f1,t1);reset(f1);assign(f2,t2);reset(f2);
i:=0;
repeat          { file }
i:=i+1;
read(f1,e1[i]);if y4<>'2' then read(f1,e2[i]) else read(f1,e1[i]);
if y4<>'y' then read(f1,e2[i]);
until eof(f1);
i:=i-1;
j:=0;
repeat          { file2 }
j:=j+1;
read(f2,q1[j]);if y4<>'2' then read(f2,q2[j]) else read(f2,q1[j]);
if y4<>'y' then read(f2,q2[j]);
until eof(f2);
j:=j-1;

if y2='y' then begin {sorting}
for n:=1 to i-1 do
for k:=i downto n+1 do begin
if e1[n]>e1[k] then begin
w1:=e1[n];w2:=e2[n];
e1[n]:=e1[k];e2[n]:=e2[k];
e1[k]:=w1;e2[k]:=w2;
end;
end;
for n:=1 to j-1 do
for k:=j downto n+1 do begin
if q1[n]>q1[k] then begin
w1:=q1[n];w2:=q2[n];
q1[n]:=q1[k];q2[n]:=q2[k];
q1[k]:=w1;q2[k]:=w2;
end;
end;
end;
n:=2;k:=2;
{subtracting}
repeat
if (e1[n]>q1[k])and(n<=i)and(k<=j) then begin

```



```

l:=k;
while e1[n]>=q1[l+1] do begin
  l:=l+1;
  if (l>j) then goto 1;
end;
k:=1;
if          e1[n]=q1[k]          then          yy2:=q2[k]          else
yy2:=po(e1[n],q1[k],q2[k],q1[k+1],q2[k+1]);
w2:=1/k1*e2[n]-1/k2*yy2;
w1:=e1[n];
if (y1='y') or (y1='Y') then w2:=w2/(1/k1*e2[n]);
n:=n+1;
write(f,w1,' ');writeln(f,w2);
writeln(w1,' ',w2);
if (n>i)or(k>j) then goto 1;
end else n:=n+1;
until (n>=i)or(k>=j);
1:
close(f);
end.

```

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

*И вновь скажу: нельзя объять необъятное.*

*К. Прутков*

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 и описать 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 предлагается 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  $\text{MgB}_2$  с добавлением наночастиц  $\text{Co}$  (с размером менее 20 нм) и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с добавлением наночастиц  $\text{CuO}$  (с средним размером 13 нм). Максимальное увеличение плотности внутригранульного критического тока по сравнению с реперным образцом  $\text{MgB}_2$  наблюдалось в композите  $\text{MgB}_2 + \text{Co}$  с массовой долей наночастиц  $\text{Co}$  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 объёмной доле наночастиц  $\text{CuO}$  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 объёмная доля сверхпроводящей фазы в образце составляет лишь 10 %. Увеличение внешнего магнитного поля приводит к росту объёмной 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 Горбачевича – Токатлы, рассматривающего электронное фазовое расслоение в сверхпроводнике  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ .

Автор выражает благодарность д.ф.-м.н. Д.А. Балаеву, к.ф.-м.н. А.А. Быкову, д.ф.-м.н. В.В. Валькову, Ю.С. Гохфельд, д.ф.-м.н. С.В. Комогорцеву, д.ф.-м.н. С.Г. Овчинникову, к.ф.-м.н. М.И. Петрову, к.ф.-м.н. С.И. Попкову, к.ф.-м.н. С.И. Семенову, К.Ю. Терентьеву, к.ф.-м.н. К.А. Шайхутдинову, Dr. S. Altin, Dr. M. Koblishka за плодотворное сотрудничество и обсуждение результатов работы.

## Список символов и сокращений

- $B$  – магнитная индукция, локальное значение магнитного поля в образце
- $H$  – напряженность магнитного поля
- $H_{c1}$  – первое критическое поле сверхпроводника 2 рода
- $H_{c2}$  – второе критическое поле сверхпроводника 2 рода
- $H_{\max}$  – максимальное внешнее поле, достигнутое при измерении
- $H_p$  – поле полного проникновения сверхпроводника (вихри достигают центра образца)
- $I_c$  – критический ток сверхпроводника
- $j_c$  – локальная плотность критического тока сверхпроводника;  $j_c = j_{c0}$  в  $B = 0$
- $J_c$  – усредненная по образцу плотность критического тока;  $J_c = J_{c0}$  в  $H = 0$
- $J_{cb}$  – плотность критического тока массивного сверхпроводника
- $j_s$  – локальная плотность критического тока в приповерхностной области
- $l_s$  – глубина равновесно намагниченной приповерхностной области
- $M$  – намагниченность
- $M_{\text{eq}}$  – равновесная намагниченность
- $M_{\text{irr}}$  – неравновесная намагниченность
- $M\uparrow(H)$  – участок полной петли гистерезиса намагниченности при увеличении поля от 0 до  $H_{\max}$
- $M\downarrow(H)$  – участок петли гистерезиса при уменьшении поля от  $H_{\max}$  до 0
- $P_S$  – содержание сверхпроводящей фазы в образце
- $R$  – циркуляционный радиус
- $\mathcal{R}$  – сопротивление
- $T$  – температура
- $T_c$  – критическая температура сверхпроводника
- $T_{c0}$  – температура исчезновения сопротивления
- $\Phi_0$  – квант магнитного потока;  $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15}$  Вб
- $\lambda$  – глубина проникновения магнитного поля;  $\lambda = \lambda_0$  при  $T = 0$  К
- $\mu_0$  – магнитная постоянная;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м

$\rho$  – удельное сопротивление

ВТСП – высокотемпературный сверхпроводник

МКС – модель критического состояния

РМКС – расширенная модель критического состояния

EDS – энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия

SEM – сканирующая электронная микроскопия

XRD – рентгеновская дифракция

Bi-2223 – сверхпроводник  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$

Bi-2212 – сверхпроводник  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$

ВКВО – сверхпроводник  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$

LSCO – сверхпроводник  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$

RE-123 – сверхпроводник со структурой Y-123, место иттрия занято  
редкоземельным элементом (RE)

Y-123, YBCO – сверхпроводник  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

## Список публикаций по теме диссертации

*Look on my works, ye mighty, and despair!*

*P. Shelley*

- A1. Petrov M.I., Balaev D.A., Shaihutdinov 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., Shaykhtudinov 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., Shaykhtudinov 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., Shaykhtudinov 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  $\text{MgB}_2 + \text{Co}$  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  $\text{Nd}(\text{Ba},\text{Nd})_{2.1}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  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  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ . 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  $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  compound // *Ceram. Int.* –  
2017. – Vol. 43. – No. 13. – P. 9985-9991.
- A17. Koblishka 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. – 16-18.
- A18. Zeng XL, Karwoth T., Koblishka 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. Koblishka. – (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  $(1-x)YBa_2Cu_3O_{7-\delta} +$   
 $xCuO$  // *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  $La_{1.56}Sr_{0.44}CuO_4$  // *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. Kamerlingh Onnes H. Through measurements to knowledge. Edited by Gavroglu K. and Goudaroulis Y. – Kluwer Academic Publishers, The Netherlands. – 1991.
2. Hott R., Kleiner R., Wolf T., Zwicknagl G. Review on superconducting materials // Applied Superconductivity. – Edited by P. Seidel. – Wiley-VCH, Berlin. – 2015. – Vol. 1. – P. 26-48.
3. Webb G.W., Marsiglio F., Hirsch J.E. Superconductivity in the elements, alloys and simple compounds // Physica C. – 2015. – Vol. 514. – P. 17-27.
4. Meissner W., Ochsenfeld R. Ein neuer Effekt bei eintritt der Supraleitfähigkeit // Naturwiss. – 1933. – Vol. 21. – P. 787–788.
5. Шубников Л.В., Хоткевич В.И., Шепелев Ю.Д., Рябинин Ю.Н. Магнитные свойства сверхпроводящих металлов и сплавов // ЖЭТФ. – 1937. – Т. 7. – С. 221-237.
6. London F., London H. The electromagnetic equations of the supraconductor // Proc. Royal Soc. A. – 1935. – Vol. 149. – No. 866. – P. 71–88.
7. Stewart G.R. Superconductivity in the A15 structure // Physica C. – 2015. – Vol. 514. – P. 28-35.
8. Berlincourt T.G. Emergence of Nb-Ti as supermagnet material // Cryogenics. – 1987. – Vol. 27. – No. 6. – P. 283-289.
9. Гуревич А.В., Минц Р.Г., Рахманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. – Наука, Москва. – 1987.
10. Deryagina I., Popova E., Patrakov E., Valova-Zaharevskaya E. Structure of superconducting layers in bronze-processed and internal-tin Nb<sub>3</sub>Sn-based wires of various designs // J. Appl. Phys. – 2017. – Vol. 121. – No. 23. – P. 233901 (8pp).
11. Sleight A.W., Gillson J.L., Bierstedt P.E. High-temperature superconductivity in the BaPb<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub>O<sub>3</sub> system // Solid State Commun. – 1975. – Vol. 17. – No. 11-12. – P. 27-28.

12. Гинзбург В. Л., Ландау Л.Д. К теории сверхпроводимости // ЖЭТФ. – 1950. – Т. 20. – № 12. – С. 1064-1082.
13. Абрикосов А.А. Об магнитных свойствах сверхпроводников второго рода // ЖЭТФ. – 1957. – Т. 32. – № 6. – С. 1442-1452.
14. Bardeen J., Cooper L.N., Schrieffer J.R. Theory of superconductivity // Phys. Rev. – 1957. – Vol. 108. – No. 5. – P. 1175-1204.
15. Горьков Л.П. Микроскопический вывод уравнений Гинзбурга-Ландау в теории сверхпроводимости // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 36. – № 12. – С. 1918-1923.
16. Bean C.P. Magnetization of hard superconductors // Phys. Rev. Lett. – 1962. – Vol. 8. – No. 6. – P. 250-253.
17. Jerome D., Mazaud A., Ribault M., Bechgaard K. Superconductivity in a synthetic organic conductor  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  // J. Physique Lett. – 1980. – Vol. 41. – No. 4. – P. 95-98.
18. Kornilov A.V., Pudalov V.M., Kitaoka Y., Ishida K., Zheng G.-q., Mito T., Qualls J.S. Macroscopically inhomogeneous state at the boundary between the superconducting, antiferromagnetic, and metallic phases in quasi-one-dimensional  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  // Phys. Rev. B. – 2004. – Vol. 69. – No. 22. – P. 224404 (10pp).
19. Mourachkine A. Room-temperature superconductivity. – Cambridge International Science Publishing, Cambridge. – 2004.
20. Parinov I.A. Microstructure and properties of high-temperature superconductors. – Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg. – 2007.
21. Plakida N. High-temperature cuprate superconductors. – Springer-Verlag, Berlin. – 2010.
22. Hirsch J.E., Maple M.B., Marsiglio F. Superconducting materials classes: Introduction and overview // Physica C. – 2015. – Vol. 514. – P. 1-8.
23. Stewart G.R. Unconventional superconductivity // Adv. Phys. – 2017. – Vol. 66. – No. 2. – P. 75–196.

24. Bednorz J.G., Müller K.A. Possible high  $T_c$  superconductivity in the Ba-La-Cu-O system // *Z. Phys. B.* – 1986. – Vol. 64. – No. 2. – P. 189-193.
25. Chu C.W., Deng L.Z., Lv B. Hole-doped cuprate high temperature superconductors // *Physica C.* – 2015. – Vol. 514. – P. 290-313.
26. Ельцев Ю.Ф., Перваков К.С., Власенко В.А., Гаврилкин С.Ю., Хлыбов Е.П., Пудалов В.М. Магнитные и транспортные свойства кристаллов железосодержащих сверхпроводников семейства 122 // *УФН.* – 2014. – Т. 184. – № 2. – С. 897-902.
27. Hosono H., Kuroki K. Iron-based superconductors: Current status of materials and pairing mechanism // *Physica C.* – 2015. – Vol. 514. – P. 399-422.
28. Chang C.C., Chen T.K., Lee W.C., Lin P.H., Wang M.J., Wen Y.C., Wu P.M., Wu M.K. Superconductivity in Fe-chalcogenides // *Physica C.* – 2015. – Vol. 514. – P. 423-434.
29. Nagamatsu J., Nakagawa N., Muranaka T., Zenitani Y., Akimitsu J. Superconductivity at 39 K in magnesium diboride // *Nature.* – 2001. – Vol. 410. – P. 63–64.
30. Bud'ko S.L., Canfield P.C. Superconductivity of magnesium diboride // *Physica C.* – 2015. – Vol. 514. – P. 142-151.
31. Андреев А.Ф. Электронные пары для ВТСП // *Письма в ЖЭТФ.* – 2004. – Т. 79. – № 2. – С. 100-103.
32. Zaanen J., Chakravarty S., Senthil T., Anderson P., Lee P., Schmalian J., Imada M., Pines D., Randeria M., Varma C., Vojta M., Rice M. Towards a complete theory of high  $T_c$  // *Nat. Phys.* – 2006. – Vol. 2. – P. 138-143.
33. Kresin V.Z. Paths to room-temperature superconductivity // *J. Supercond. Nov. Magn.* – 2018. – Vol. 31. – No. 3. – P. 611-617.
34. Božović I., Bollinger A.T., Wu J., He X. Can high- $T_c$  superconductivity in cuprates be explained by the conventional BCS theory? // *ФНТ.* – 2018. – Т. 44. – № 6. – С. 674-683.
35. Szczesniak R., Duda A.M., Drzazga E.A. Final state of thermal evolution of Jupiter-type planet // *Physica C.* – 2014. – Vol. 501. – P. 7-13.

36. Mikheenko P. Possible superconductivity in the brain // *J. Supercond. Novel Magn.* – 2019. – Vol. 32. – No. 5. – P. 1121-1134.
37. Hao Z., Clem J.R., McElfresh M.W., Civale L., Malozemoff A.P., Holtzberg F. Model for the reversible magnetization of high- $\kappa$  type-II superconductors: Application to high- $T_c$  superconductors // *Phys. Rev. B.* – 1991. – Vol. 43. – No. 4. – P. 2844-2852.
38. Heaton J.W., Rose-Innes A.C. Critical currents of a superconductor of the second kind // *Cryogenics.* – 1964. – Vol. 4. – No. 2. – P. 85-89.
39. Livingston J.D. Defects and magnetic hysteresis in type II superconductors // *Rev. Mod. Phys.* – 1964. – Vol. 36. – P. 54-57.
40. Bean C.P., Livingston J.D. Surface barrier in type-II superconductors // *Phys. Rev. Lett.* – 1964. – Vol. 12. – No. 1. – P. 14-16.
41. Терновский Ф.Ф., Шехата Л.Н. Структура смешанного состояния около границы полубесконечного сверхпроводника второго рода // *ЖЭТФ* – 1972. – Т. 62. – №. 6. – С. 2297-2310.
42. Clem J.R. A model for flux pinning in superconductors // *Low temperature physics – LT 13.* – 1974. – Vol. 3. – P. 102-106.
43. Clem J.R. Theory of ac losses in type-II superconductors with a field-dependent surface barrier // *J. Appl. Phys.* – 1979. – Vol. 50. – No. 5. – P. 3518-3530.
44. Carr W.J., Wagner G.R. Surface current and hysteresis in fine filament NbTi superconductors // *J. Appl. Phys.* – 1986. – Vol. 60. – No. 1. – P. 342-345.
45. Burlachkov L. Magnetic relaxation over the Bean-Livingston surface barrier // *Phys. Rev. B.* – 1993. – Vol. 47. – No. 13. – P. 8056-8064.
46. Burlachkov L., Geshkenbein V.B., Koshelev A.E., Larkin A.I., Vinokur V.M. Giant flux creep through surface barriers and the irreversibility line in high-temperature superconductors // *Phys. Rev. B.* – 1994. – Vol. 50. – No. 22. – P. 16770-16773.

47. Zeldov E., Majer D., Konczykowski M., Larkin A.I., Vinokur V.M., Geshkenbein V.B., Chikumoto N., Shtrikman H. Nature of the irreversibility line in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_8\text{O}_x$  // EPL. – 1995. – Vol. 30. – No. 6. – P. 367-372.
48. Максимов И.Л., Максимова Г.М. Границы устойчивости, структура и релаксация смешанного состояния в сверхпроводящих пленках с краевым барьером // Письма в ЖЭТФ. – 1997. – Т. 65. – № 4. – С. 405-410.
49. Пигальский К.С., Мамсурова Л.Г. Динамическая магнитная проницаемость тонкой пластинки ВТСП // ФТТ. – 1997. – Т. 39. – № 11. – С. 1943-1947.
50. Chaddah P. Studies of irreversible magnetization in superconductors – a review // Pramana – J. Phys. – 1991. – Vol. 36. – No. 4. – P. 353-392.
51. Richardson R.A., Pla O., Nori F. Confirmation of the modified Bean model from simulations of superconducting vortices // Phys. Rev. Lett. – 1994. – Vol. 72. – No. 8. – P. 1268-1271.
52. Reichhardt C., Olson C.J., Groth J., Field S., Nori F. Microscopic derivation of magnetic-flux-density profiles, magnetization hysteresis loops, and critical currents in strongly pinned superconductors // Phys. Rev. B. – 1995. – Vol. 52. – No. 14. – P. 10441-10446.
53. Reichhardt C., Olson C.J., Groth J., Field S., Nori F. Vortex plastic flow, local flux density, magnetization hysteresis loops, and critical current, deep in the Bose-glass and Mott-insulator regimes // Phys. Rev. B. – 1996. – Vol. 53. – No. 14. – P. R8898-R8901.
54. Teniers G., Lange M., Moshchalkov V.V. Vortex dynamics in superconductors with a lattice of magnetic dots // Physica C. – 2002. – Vol. 369. – No. 1-4. – P. 268-272.
55. Fujibayashi D.E., Kato M. Dynamics of vortices in nano-structured superconductors with periodic arrays of various antidots // J. Phys. Conf. Ser. – 2012. – Vol. 400. – No. 2. – P. 022020 (4pp).

56. Assi H., Chaturvedi H., Dobramysl U., Pleimling M., Täuber U.C. Disordered vortex matter out of equilibrium: a Langevin molecular dynamics study // *Molecular Simulation*. – 2016. – Vol. 42. – No. 16. – P. 1401-1409.
57. Reichhardt C., Olson Reichhardt C.J. Depinning and nonequilibrium dynamic phases of particle assemblies driven over random and ordered substrates: a review // *Rep. Prog. Phys.* – 2017. – Vol. 80. – No. 2. – P. 026501 (57pp).
58. Vizarim N.P., Carlone M., Verga L.G., Venegas P.A. Surface effects on the dynamic behavior of vortices in type II superconducting strips with periodic and conformal pinning arrays // *J. Supercond. Nov. Magn.* – 2018. – Vol. 31. – No. 7. – P. 1981-1992.
59. Грачева М.Е., Кашурников В.А., Руднев И.А. Особенности динамики плавления вихревой решетки в ВТСП при наличии центров пиннинга // *Письма в ЖЭТФ*. – 1997. – Т. 66. – № 4. – С. 269-274.
60. Кашурников В.А., Руднев И.А., Грачева М.Е., Никитенко О.А. Фазовые переходы в двумерной вихревой системе с дефектами: моделирование методом Монте-Карло // *ЖЭТФ*. – 2000. – Т. 117. – № 1. – С. 196-206.
61. Кашурников В.А., Максимова А.Н., Руднев И.А., Одинцов Д.С. Намагниченность и транспортные характеристики слоистых ВТСП с различным параметром анизотропии // *ФТТ*. – 2016. – Т. 58. – № 8. – С. 1457-1464.
62. Moroz A.N., Maksimova A.N., Kashurnikov V.A., Rudnev I.A. Magnetization of two-dimensional layered HTSCs with defects // *J. SibFU. Math. Phys.* – 2018. – Vol. 11. – No. 3. – P. 313-316.
63. Kashurnikov V.A., Rudnev I.A., Zubin M.V. Magnetization of layered high-temperature superconductors with defects: Monte Carlo simulation // *Supercond. Sci. Technol.* – 2001. – Vol. 14. – No. 9. – P. 695-698.
64. Зюбин М.В., Руднев И.А., Кашурников В.А. Инверсная кристаллизация системы вихрей Абрикосова при периодическом пиннинге // *Письма в ЖЭТФ*. – 2002. – Т. 76. – № 4. – С. 263-266.



65. Кашурников В.А., Руднев И.А., Зюбин М.В. Намагниченность двумерных сверхпроводников с дефектами // ЖЭТФ. – 2002. – Т. 121. – № 2. – С. 442-452.
66. Зюбин М.В., Руднев И.А., Кашурников В.А. Упорядоченные состояния и структурные переходы в системе вихрей Абрикосова с периодическим пиннингом // ЖЭТФ. – 2003. – Т. 123. – № 6. – С. 1212-1226.
67. Одинцов Д.С., Руднев И.А., Кашурников В.А. Динамика вихревой системы и энергетические потери в двумерной сверхпроводящей пластине с током // ЖЭТФ. – 2006. – Т. 130. – № 1. – С. 77-88.
68. Кашурников В.А., Максимова А.Н., Руднев И.А. Нелинейные эффекты при перемагничивании слоистых ВТСП с ферромагнитными примесями под действием тока и внешнего магнитного поля // Письма в ЖЭТФ. – 2014. – Т. 100. – № 7. – С. 494-500.
69. Кашурников В.А., Максимова А.Н., Руднев И.А. Процессы перемагничивания в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках с ферромагнитными примесями // ФТТ. – 2014. – Т. 56. – № 5. – С. 861-877.
70. Kashurnikov V.A., Maksimova A.N., Rudnev I.A., Odintsov D.S. The magnetization processes in layered high-temperature superconductors: the effect of anisotropy // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2016. – Vol. 26. – No. 3. – P. 8200404 (4pp).
71. Henning A., Lindmayer M., Kurrat M. Simulation setup for modeling the thermal, electric, and magnetic behavior of high temperature superconductors // Phys. Proc. – 2012. – Vol. 36. – P. 1195-1205.
72. Farinon S., Fabbriatore P., Grilli F., Krüger P.A.C. Applicability of the adaptive resistivity method to describe the critical state of complex superconducting systems // J. Supercond. Nov. Magn. – 2012. – Vol. 25. – No. 7. – P. 2343-2350.

73. Lahtinen V., Stenvall A. Scientific research in the field of mesh method based modeling of AC losses in superconductors: a review // *J. Supercond. Nov. Magn.* – 2014. – Vol. 27. – No. 3. – P. 641-650.
74. Zermeño V., Sirois F., Takayasu M., Vojenciak M., Kario A., Grilli F. A self-consistent model for estimating the critical current of superconducting devices // *Supercond. Sci. Technol.* – 2015. – Vol. 28. – No. 8. – P. 085004 (12pp).
75. Zermeño V.M.R., Quaiyum S., Grilli F. Open-source codes for computing the critical current of superconducting devices // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2016. – Vol. 26. – No. 3. – P. 4901607 (7pp).
76. Sirois F., Grilli F. Potential and limits of numerical modelling for supporting the development of HTS devices // *Supercond. Sci. Technol.* – 2015. – Vol. 28. – No. 4. – P. 043002 (13pp).
77. Успенская Л.С., Рахманов А.Л. Динамические магнитные структуры в сверхпроводниках и ферромагнетиках // *УФН.* – 2012. – Т. 182. – № 7. – С. 681-699.
78. Liu Z., Bowden G.J. Viscous flux flow in the Bean model of type II superconductors // *Supercond. Sci. Technol.* – 1991. – Vol. 4. – No. 3. – P. 122-127.
79. Sokolovsky V., Sinder M., Meerovich V. Response of high- $T_c$  superconductor to time-increasing magnetic field // *Appl. Supercond.* – 1998. – Vol. 4. – No. 12. – P. 625-633.
80. Sinder M., Meerovich V., Sokolovsky V., Vajda I. Penetration of magnetic field into high-temperature superconductors // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 1999. – Vol. 9. – No. 4. – P. 4661-4665.
81. London H. Alternating current losses in superconductors of the second kind // *Phys. Lett.* – 1963. – Vol. 6. – No. 2. – P. 162-165.
82. Theuss H., Forkl A., Kronmüller H. Current density and magnetic field distribution in hard thin film superconductors // *Physica C.* – 1992. – Vol. 190. – No. 3. – P. 345-352.

83. Wiesinger H.P., Sauerzopf F.M., Weber H.W. On the calculation of  $J_c$  from magnetization measurements on superconductors // *Physica C*. – 1992. – Vol. 203. – No. 1-2. – P. 121-128.
84. Mikheenko P.N., Kuzovlev Yu.E. Inductance measurements of HTSC films with high critical currents // *Physica C*. – 1993. – Vol. 204. – No. 3-4. – P. 229-236.
85. Brandt E.H., Indenbom M.V., Forkl A. Type-II superconducting strip in perpendicular magnetic field // *EPL*. – 1993. – Vol. 22. – No. 9. – P. 735–740.
86. Clem J.R., Sanchez A. Hysteretic ac losses and susceptibility of thin superconducting disks // *Phys. Rev. B*. – 1994. – Vol. 50. – No. 13. – P. 9355-9362.
87. Кузьмичев Н.Д. Гистерезисная намагниченность и генерация гармоник магнитными материалами: анализ спектра гармоник намагниченности на примере высокотемпературных сверхпроводников // *ЖТФ*. – 1994. – Т. 64. – № 12. – С. 64-74.
88. Bhagwat K.V., Chaddah P. Flux penetration in spheroid samples - critical state model with field-dependent critical current density // *Physica C*. – 1994. – Vol. 224. – No. 1-2. – P. 155-167.
89. Brandt E. Square and rectangular thin superconductors in a transverse magnetic field // *Phys. Rev. Lett*. – 1995. – Vol. 74. – No. 15. – P. 3025-3028.
90. Forkl A., Kronmüller H. Calculation of the magnetic flux density distribution in type-II superconductors with finite thickness and well-defined geometry // *Phys. Rev. B*. – 1995. – Vol. 52. – No. 22. – P. 16130-16139.
91. Brandt E.H. Superconductors of finite thickness in a perpendicular magnetic field: Strips and slabs // *Phys. Rev. B*. – 1996. – Vol. 54. – No. 6. – P. 4246-4264.
92. Bean C.P. Magnetization of high-field superconductors // *Rev. Mod. Phys.* – 1964. – Vol. 36. – P. 31-39.

93. Brandt E.H. Superconductor disks and cylinders in an axial magnetic field. I. Flux penetration and magnetization curves // *Phys. Rev. B.* – 1998. – Vol. 58. No. 10. – P. 6506-6522.
94. Mikitik G., Brandt E., Analytic solution for the critical state in superconducting elliptic films // *Phys. Rev. B.* – 1999. – Vol. 60. – No. 1. – P. 592-600.
95. Sanchez A., Navau C. Critical-current density from magnetization loops of finite high- $T_c$  superconductors // *Supercond. Sci. Technol.* – 2001. – Vol. 14. – No 7. – P. 444-447.
96. Кузьмичев Н.Д., Федченко А.А. Намагниченность коротких цилиндров жестких сверхпроводников второго рода и карта распределения экранирующего тока в модели Бина // *ЖТФ.* – 2012. – Т. 82. – № 5. – С. 52-56.
97. Farinon S., Iannone G., Fabbriatore P., Gambardella U. Numerical modeling of critical-state magnetization in type-II superconducting cylinders under parallel and transverse magnetic field // *Cryogenics.* – 2017. – Vol. 81. – P. 107-114.
98. 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.
99. Fietz W.A., Webb W.W. Hysteresis in superconducting alloys – temperature and field dependence of dislocation pinning in niobium alloys // *Phys. Rev.* – 1969. – Vol. 178. – No. 2. – P. 657-667.
100. Norris W.T. Calculation of hysteresis losses in hard superconductors carrying ac: isolated conductors and edges of thin sheets // *J. Phys. D.* – 1970. – Vol. 3. – No. 4. – P. 489-507.
101. Frankel D.J. Critical state model for the determination of critical currents in disk-shaped superconductors // *J. Appl. Phys.* – 1979. – Vol. 50. – No. 8. – P. 5402-5407.

102. Ravikumar G., Chaddah P. Extension of Bean's model for high- $T_c$  superconductors // *Phys. Rev. B.* – 1989. – Vol. 39. – No. 7. – P. 4704-4707.
103. Chen D.X., Goldfarb R.B. Kim model for magnetization of type-II superconductors // *J. Appl. Phys.* – 1989. – Vol. 66. – No. 6. – P. 2489-2500.
104. Chen D.X., Sanchez A., Munoz J.S. Exponential critical-state model for magnetization of hard superconductors // *J. Appl. Phys.* – 1990. – Vol. 67. – No. 7. – P. 3430-3437.
105. Navarro R., Campbell L.J. Magnetic-flux profiles of high- $T_c$  superconducting granules: Three-dimensional critical-state-model approximation // *Phys. Rev. B.* – 1991. – Vol. 44. – No. 18. – P. 10146-10157.
106. Navau C., Del-Valle N., Sanchez A. Macroscopic modeling of magnetization and levitation of hard type-II superconductors: the critical-state model // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2013. – Vol. 23. – No. 1. – P. 8201023 (23pp).
107. Ростами Х.Р. Поля размагничивания кристаллитов и способ измерения термодинамического поля квазимонокристаллических и поликристаллических тонких дисков  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  // *ЖЭТФ.* – 2008. – Т. 134. – № 4. – С. 716-725.
108. Bernstein P. What are the internal field and the vortex density along the edges of a coated conductor or a superconducting bridge carrying current? // *J. Appl. Phys.* – 2012. – Vol. 111. – No. 10. – P. 103913 (5pp).
109. Prozorov R., Kogan V.G. Effective demagnetizing factors of diamagnetic samples of various shapes // *Phys. Rev. Appl.* – 2018. – Vol. 10. – No. 1. – P. 014030 (9pp).
110. Matsushita T. Flux pinning in superconductors. – Springer, Berlin, Heidelberg. – 2007.
111. Chaddah P., Bhagwat K.V., Ravikumar G. Magnetisation hysteresis and critical current density // *Physica C.* – 1989. – Vol. 159. – No. 5. – P. 570-576.

112. Tulapurkar A.A. Critical current density from magnetization hysteresis data using the critical-state model // *Phys. Rev. B.* – 2001. – Vol. 64. – No. 1. – P. 014508 (5pp).
113. Zehetmayer M. Simulation of the current dynamics in superconductors: Application to magnetometry measurements // *Phys. Rev. B.* – 2009. – Vol. 80. – No. 10. – P. 104512 (8pp).
114. Lal R. A new method for estimating the critical current density of a superconductor from its hysteresis loop // *Physica C.* – 2010. – Vol. 470. – No. 4. – P. 281-284.
115. 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.
116. Gyorgy E.M., van Dover R.B., Jackson K.A., Schneemeyer L.F., Waszczak J.V. Anisotropic critical currents in  $Ba_2YCu_3O_7$  analyzed using an extended Bean model // *Appl. Phys. Lett.* – 1989. – Vol. 55. – No. 3. – P. 283–285.
117. Sauerzopf F.M., Wiesinger H.P., Weber H.W. Anisotropic current flow and demagnetization corrections in the Bean model // *Cryogenics.* – 1990. – Vol. 30. – No. 7. – P. 650-655.
118. Senoussi S., Aguilon C., Manuel P. The origin of the low field peak in the hysteresis cycle of high- $T_c$  oxides and the influence of magnetic pinnings // *Physica C.* – 1991. – Vol. 175. – No. 1-2. – P. 202–214.
119. Fietz W.A., Beasley M.R., Silcox J., Webb W.W. Magnetization of superconducting Nb-25%Zr wire // *Phys. Rev.* – 1964. – Vol. 136. – No. 2A. – P. A335-A345.
120. Dunn W.I., Hlawiczka P. Generalized critical-state model of type II superconductors // *J. Phys. D.* – 1968. – Vol. 1. – No. 2. – P. 1469-1476.
121. Sekula S.T., Barrett J.H. Surface effects and low frequency losses in hard superconductors // *Appl. Phys. Lett.* – 1970. – Vol. 17. – No. 5. – P. 204-205.

122. LeBlanc M.A.R., Lorrain J.P. Effect of field independent surface barriers on hysteresis losses in type II superconductors // *Cryogenics*. – 1984. – Vol. 24. – No. 3. – P. 143-155.
123. McElfresh M.W., Yeshurun Y., Malozemoff A.P., Holtzberg F. Remanent magnetization, lower critical fields and surface barriers in an  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  crystal // *Physica A*. – 1990. – Vol. 168. – No. 1. – P. 308-318.
124. Kopylov V.N., Koshelev A.E., Schegolev I.F., Togonidze T.G. The role of surface effects in magnetization of high- $T_c$  superconductors // *Physica C*. – 1990. – Vol. 170. – No. 3-4. – P. 291-297.
125. Konczykowski M., Burlachkov L.I., Yeshurun Y., Holtzberg F. Evidence for surface barriers and their effect on irreversibility and lower-critical-field measurements in Y-Ba-Cu-O crystals // *Phys. Rev. B*. – 1991. – Vol. 43. – No. 16. – P. 13707-13710.
126. Koshelev A.E. Thermally activated penetration of magnetic flux through a surface barrier in high- $T_c$  superconductors // *Physica C*. – 1992. – Vol. 191. – No. 1-2. – P. 219-223.
127. Blinov E.V., Laiho R., Lahderanta E., Stepanov Yu.P., Traitto K.B., Vlasenko L.S. Applicability of the critical state model to small ceramic Y-Ba-Cu-O particles in low magnetic fields // *ЖЭТФ*. – 1994. – Т. 106. – № 3. – С. 790-800.
128. Cave J.R., Critchlow P.R., Lambert P., Champagne B. Calculation of magnetic flux profiles and deduction of critical current densities for type II superconductors // *IEEE Trans. Magn.* – 1991. – Vol. 27. – No. 2. – P. 1379-1382.
129. Chen D.X., Sanchez A. Magnetic properties of high- $T_c$  superconducting grains // *Phys. Rev. B*. – 1992. – Vol. 45. – No. 18. – P. 10793-10796.
130. LeBlanc M.A.R. Determination of critical currents from the width ( $\Delta H$ ) of hysteresis loops of type II superconductors // *Cryogenics*. – 1992. – Vol. 32. – No. 9. – P. 813-821.

131. 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.
132. Tochihara S., Yasuoka H., Mazaki H. Magnetization of type-II superconductors in the modified Bean model // *Physica C*. – 1996. – Vol. 268. – No. 3-4. – P. 241-256.
133. Tochihara S., Yasuoka H., Mazaki H. Effect of surface barriers and lower critical fields to magnetization of type-II superconductors // *Physica C*. – 1998. – Vol. 295. – No. 1-2. – P. 101-125.
134. Çelebi S., Öztürk A., Çevik U. Magnetic responses of a high- $T_c$  semi-reversible YBCO superconductor // *J. Alloys Compd.* – 1999. – Vol. 288. – No. 1-2. – P. 249-254.
135. Chen D.X., Goldfarb R.B., Cross R.W., Sanchez A. Surface barrier and lower critical field in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  superconductors // *Phys. Rev. B*. – 1993. – Vol. 48. – No. 9. – P. 6426-6430.
136. Chen D.-X., Hernando A., Conde F., Ramírez J., González-Calbet J.M., Vallet M. Lower critical field and surface barrier in sintered  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  superconductor // *J. Appl. Phys.* – 1994. – Vol. 75. – No. 5. – P. 2578-2583.
137. Bae M.-K., Choi M.S., Mun M.-O., Lee S., Lee S.-I., Lee W.C. Surface barrier effect of isothermal magnetization of grain-aligned  $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$  // *Physica C*. – 1994. – Vol. 234. – No. 3-4. – P. 207-210.
138. Uma S., Ravi S., Rangarajan G. Magnetization study of superconducting grains in  $\text{Bi}_{2.1}\text{Sr}_{1.9}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  // *Physica C*. – 1995. – Vol. 253. – No. 3-4. – P. 225-230.
139. Sakamoto N., Akune T., Matsumoto Y., Khan H.R., Lüders K. Magnetization curves and the scaled  $J_c$  characteristics in various superconductors // *Physica C*. – 2005. – Vol. 426-431. – No. 1. – P. 726-730.
140. Krelaus J., Hoffmann J., Heinemann K., Freyhardt H.C. A method to separate bulk and surface hysteresis contributions in HTSC powder by particle size



- classification and its application to Hg(Re)-1223 // *Physica C*. – 1999. – Vol. 313. – No. 1-2. – P. 21-28.
141. Гинзбург В.Л. Критический ток для сверхпроводящих пленок // Докл. Акад. Наук СССР. – 1958. – Т. 118. – № 3. – С. 464-467.
142. Bardeen J. Critical fields and currents in superconductors // *Rev. Mod. Phys.* – 1962. – Vol. 34. – No. 4. – P. 667-681.
143. Wang G. Raine M.J., Hampshire D.P. How resistive must grain boundaries in polycrystalline superconductors be, to limit  $J_c$ ? // *Supercond. Sci. Technol.* – 2017. – Vol. 30. – No. 10. – P. 104001 (22pp).
144. Безотосный П.И., Гаврилкин С.Ю., Лыков А.Н., Цветков А.Ю. Исследование свойств сверхпроводящих пластин толщиной порядка длины когерентности  $\xi$  в рамках теории Гинзбурга-Ландау // *ФТТ*. – 2015. – Т. 57. – № 7. – С. 1277-1283.
145. Silsbee F.B. Current distribution in supraconductors // *PNAS*. – 1927. – Vol. 13. – No. 7. – P. 516-518.
146. Campbell A.M., Evetts J.E. Flux vortices and transport currents in type II superconductors // *Adv. Phys.* – 1972. – Vol. 21. – No. 90. – P. 199-428.
147. Dew-Hughes D. Flux pinning mechanisms in type II superconductors // *Philos. Mag.* – 1974. – Vol. 30. – No. 2. – P. 293-305.
148. 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.
149. Brandt E.H. The flux-line lattice in superconductors // *Rep. Prog. Phys.* – 1995. – Vol. 58. – No. 11. – P. 1465-1594.
150. Cohen L.F., Jensen H.J. Open questions in the magnetic behaviour of high-temperature superconductors // *Rep. Prog. Phys.* – 1997. – Vol. 60. – No. 12. – P. 1581-1672.
151. Rosenstein B., Li D. Ginzburg-Landau theory of type II superconductors in magnetic field // *Rev. Mod. Phys.* – 2010. – Vol. 82. – No. 1. – P. 109-168.

152. Kwok W.K., Welp U., Glatz A., Koshelev A.E., Kihlstrom K.J., Crabtree G.W. Vortices in high-performance high-temperature superconductors // *Rep. Prog. Phys.* – 2016. – Vol. 79. – No. 11. – P. 116501 (39pp).
153. Thuneberg E.V., Kurkijärvi J., Rainer D. Pinning of a vortex line to a small defect in superconductors // *Phys. Rev. Lett.* – 1982. – Vol. 48. – No. 26. – P. 1853-1856.
154. Thuneberg E.V., Kurkijärvi J., Rainer D. Elementary-flux-pinning potential in type-II superconductors // *Phys. Rev. B.* – 1984. – Vol. 29. – No. 7. – P. 3913-3923.
155. Thuneberg E.V. Elementary pinning potentials in superconductors with anisotropic Fermi surface // *Cryogenics.* – 1989. – Vol. 29. – No. 3. – P. 236-244.
156. Kes P.H. Flux pinning and creep in high temperature superconductors // *Physica C.* – 1991. – Vol. 185-189. – No. 1. – P. 288-291.
157. Griessen R., Hai-hu W., van Dalen A.J.J., Dam B., Rector J., Schnack H.G., Libbrecht S., Osquiguil E., Bruynseraede Y. Evidence for mean free path fluctuation induced pinning in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  and  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$  films // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – Vol. 72. – No. 12. – P. 1910-1913.
158. Kulić M.L., Krämer A., Schotte K.D. Importance of electromagnetic pinning in high  $T_c$  superconductors with long defects // *Solid State Commun.* – 1992. – Vol. 82. – No. 7. – P. 541-546.
159. Buzdin A., Feinberg D. On the theory of electromagnetic pinning of vortices // *Physica C.* – 1994. – Vol. 235-240. – No. 4. – P. 2755-2756.
160. Buzdin A., Daumens M. Electromagnetic pinning of vortices on different types of defects // *Physica C.* – 1998. – Vol. 294. – No. 3-4. – P. 257-269.
161. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. – МЦНМО, Москва. – 2000.
162. Геращенко О.В., Холмецкий А.Л., Машлан М., Ярман Т., Алдущенко А.В., Окунев И.С., Ломоносов В.А., Махнач Л.В. Критическое состояние и низкополевая электродинамика в поликристаллических

- сверхпроводниках  $\text{LaO}_{0.85}\text{F}_{0.15}\text{FeAs}$  // ЖЭТФ. – 2015. – Т. 147. – № 6. – С. 1196-1203.
163. Wang G., Raine M.J., Hampshire D.P. The cause of ‘weak-link’ grain boundary behaviour in polycrystalline  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  and  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  superconductors // Supercond. Sci. Technol. – 2018. – Vol. 31. – No. 2. – P. 024001 (19pp).
164. Talantsev E.F., Strickland N.M., Wimbush S.C., Brooks J., Pantoja A.E., Badcock R.A., Storey J.G., Tallon J.L. The onset of dissipation in high-temperature superconductors: magnetic hysteresis and field dependence // Sci. Rep. – 2018. – Vol. 8. – P. 14463 (14pp).
165. Osborne K.E., Rose-Innes A.C. Critical currents and flux-creep in a type-II superconductor // Philos. Mag. – 1972. – Vol. 27. – No. 3. – P. 683-688.
166. Berghuis P., Herzog R., Somekh R.E., Evetts J.E., Doyle R.A., Baudenbacher F., Campbell A.M. Current-voltage measurements as a probe of the activation barriers for flux creep in thin films of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  // Physica C. – 1996. – Vol. 256. – No. 1-2. – P. 13-32.
167. Bean C.P., Doyle M.V., Pincus A.G. Synthetic high-field, high-current superconductor // Phys. Rev. Lett. – 1962. – Vol. 9. – No. 3. – P. 93-94.
168. Fisher L.M., Gorbachev V.S., Il’in N.V., Makarov N.M., Voloshin I.F., Yampol’skii V.A., Snyder R.L., Misture S.T., Rodriguez M.A., Matheis D.P., Amarakoon V.R.W., Fagan J.G., Taylor J.A.T., Barus A.M.M. Effect of microstructure on the magnetic-field dependence of the local critical current density in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  superconductors // Phys. Rev. B. – 1992. – Vol. 46. – No. 17. – P. 10986-10996.
169. Chu S., McHenry M.E. Critical current density in high-Tc Bi-2223 single crystals using AC and DC magnetic measurements // Physica C. – 2000. – Vol. 337. – No. 1-4. – P. 229-233.
170. Ростами Х.Р. Бесконтактный метод измерения плотности критических токов и диагностики сверхпроводников // ФНТ. – 2001. – Т. 27. – № 1. – С. 103-108.

171. Chaddah P. Critical current densities in superconducting materials // *Sadhana*. – 2003. – Vol. 28. – No. 1-2. – P. 273-282.
172. Seiler E., Gömöry F., Mišík J., Richter D. Critical current density of coated conductors determined from rescaled magnetic moment at temperatures close to 77 K // *Physica C*. – 2018. – Vol. 551. – P. 66-71.
173. Kramer E.J. Scaling laws for flux pinning in hard superconductors // *J. Appl. Phys.* – 1973. – Vol. 44. – No. 3. – P. 1360-1370.
174. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. Электродинамика неоднородных сверхпроводников 2 рода // *ЖЭТФ*. – 1974. – Т. 65. – № 4. – С. 1704-1714.
175. Adaktylos I., Weber H.W. Flux pinning by precipitates // *Philos. Mag.* – 1977. – Vol. 35. – No. 4. – P. 983-1000.
176. Ekin J.W. Unified scaling law for flux pinning in practical superconductors: I. Separability postulate, raw scaling data and parameterization at moderate strains // *Supercond. Sci. Technol.* – 2010. – Vol. 23. – No. 8. – P. 083001 (30pp).
177. 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).
178. Ekin J.W., Cheggour N., Goodrich L., Splett J., Bordini B., Richter D. Unified scaling law for flux pinning in practical superconductors: II. Parameter testing, scaling constants, and the extrapolative scaling expression // *Supercond. Sci. Technol.* – 2016. – Vol. 29. – No. 12. – P. 123002 (38pp).
179. Ihara N., Matsushita T. Effect of flux creep on irreversibility lines in superconductors // *Physica C*. – 1996. – Vol. 257. – No. 3-4. – P. 223-231.
180. Лыков А.Н. Крип магнитного потока в ВТСП и теория Андерсона–Кима // *ФНТ* – 2014. – Т. 40. – № 9. – С. 991-1020.
181. Kim Y.B., Hempstead C.F., Strand A. Magnetization and critical supercurrents // *Phys. Rev. Lett.* – 1963. – Vol. 129. – No. 2. – P. 528-535.

182. Карасик В.Р., Васильев Н.Г., Ершов В.Г. Намагниченность сверхпроводящего сплава Ti-22 at.% Nb // ЖЭТФ. – 1971. – Т. 59. – № 3. – С. 790-798.
183. Irie F., Yamafuji K. Theory of flux motion in non-ideal type-II superconductors // J. Phys. Soc. Jpn. – 1967. – Vol. 23. – No. 2. – P. 255-268.
184. Xu M., Shi D., Fox R.F. Generalized critical-state model for hard superconductors // Phys. Rev. B. – 1990. – Vol. 42. – No. 16. – P. 10773-10776.
185. Urban E.W. Flux flow and a new critical-current formula // J. Appl. Phys. – 1971. – Vol. 42. – No. 1. – P. 115-127.
186. Вальков В.В., Хрусталеv Б.П. Намагничивание гранулированных ВТСП в сильных магнитных полях // ЖЭТФ. – 1995. – Т. 107. – № 4. – С. 1221-1231.
187. Val'kov V., Khrustalev B., Karpenko M., Shkuryaeva V. Magnetization of granular HTSCs in strong fields // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – Vol. 147. – No. 1-2. – P. 186-188.
188. Livingston J.D., Schadler H.W. The effect of metallurgical variables on superconducting properties // Prog. Mater. Sci. – 1963. – Vol. 12. – P. 185-284.
189. Pippard A.B. A possible mechanism for the peak effect in type II superconductors // Philos. Mag. – 1969. – Vol. 19. – No. 158. – P. 217-220.
190. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. Пик-эффект в зависимости критического тока сверхпроводника от магнитного поля // Письма в ЖЭТФ – 1978. – Т. 27. – № 5. – С. 301-304.
191. Larkin A.I., Ovchinnikov Yu.N. Pinning in type II superconductors // J. Low Temp. Phys. – 1979. – Vol. 34. – No. 3-4. – P. 409-428.
192. Daeumling M., Seuntjens J.M., Larbalestier D.C. Oxygen-defect flux pinning, anomalous magnetization and intra-grain granularity in  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  // Nature. – 1990. – Vol. 346. – P. 332-335.

193. Li D.P., Lin P., Rosenstein B., Shapiro B.Ya., Shapiro I. Influence of quenched disorder on the square-to-rhombohedral structural transformation of the vortex lattice of type-II superconductors // *Phys. Rev. B.* – 2006. – Vol. 74. – No. 17. – P. 174518 (11pp).
194. Lykov A.N., Tsvetkov A.Yu. Calculation of critical states of superconducting multilayers based on numerical solution of the Ginzburg-Landau equations for superconducting plates // *Phys. Rev. B.* – 2007. – Vol. 76. – No. 14. – P. 144517 (9pp).
195. Gavrilkin S.Yu., Ivanenko O.M., Lykov A.N., Mitsen K.V., Tsvetkov A.Yu., Attanasio C., Cirillo C., Prischepa S.L. Asymmetry of the critical current and peak effect in superconducting multilayers // *Supercond. Sci. Technol.* – 2010. – Vol. 23. – No. 6. – P. 065019 (8pp).
196. Kogan V.G. Vortex-induced strain and magnetization in type-II superconductors // *Phys. Rev. B.* – 2013 . – Vol. 87. – No. 2. – P. 020503 (4pp).
197. Willa R., Koshelev A.E., Sadovskyy I.A., Glatz A. Peak effect due to competing vortex ground states in superconductors with large inclusions // *Phys. Rev. B.* – 2018. – Vol. 98. – No. 5. – P. 054517 (13pp).
198. Fisher L.M., Il'in N.V., Podlevskikh N.A., Zakharchenko S.I. Peak-effect in HTSC ceramics at a low magnetic field // *Solid State Commun.* – 1990. – Vol. 73. – No. 10. – P. 687-690.
199. Kugel K.I., Matsushita T., Meilikhov E.Z., Rakhmanov A.L. Fishtail or peak effect due to proximity in superconductor with normal inclusions // *Physica C.* – 1994. – Vol. 228. – No. 3-4. – P. 373-378.
200. Бабич И.М., Микитик Г.П. О природе fishtail-эффекта в петле магнитного гистерезиса высокотемпературных сверхпроводников // *Письма в ЖЭТФ* – 1996. – Т. 64. – № 8. – С. 538-542.
201. Cha M., Fertig H.A. Peak effect and the transition from elastic to plastic depinning // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – Vol. 80. – No. 17. – P. 3851-3854.

202. Gurevich A., Vinokur V.M. Nonlinear electrodynamics of randomly inhomogeneous superconductors // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 83. – No. 15. – P. 3037-3040.
203. Sergeenkov S.A. Chemomagnetism, magnetoconcentration effect and “fishtail” anomaly in chemically-induced granular superconductors // *Письма в ЖЭТФ* – 2003. – Т. 77. – № 2. – С. 99-103.
204. Rosenstein B., Shapiro B.Ya., Shapiro I., Bruckental Y., Shaulov A., Yeshurun Y. Peak effect and square-to-rhombic vortex lattice transition in  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 72. – No. 14. – P. 144512 (11pp).
205. Айнбиндер Р.М., Водолазов Д.Ю., Максимов И.Л. Низкополевой пик-эффект в сверхпроводниках II рода // *ЖТФ*. – 2005. – Т. 75. – № 7. – С. 137-139.
206. K pfer H., Apfelstedt I., Fl kiger R., Keller C., Meier-Hirmer R., Runtsch B., Turowski A., Wiech U., Wolf T. Intragrain junctions in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  ceramics and single crystals // *Cryogenics.* – 1989. – Vol. 29. – No. 3. – P. 268-280.
207. Волошин И.Ф., Калинов А.В., Кугель К.И., Рахманов А.Л., Фишер Л.М. Пиннинг на границах двойникования и пик-эффект в высокотемпературных сверхпроводниках YBCO // *ЖЭТФ* – 1997. – Т. 111. – № 6. – С. 2158-2174.
208. Игнатъев В.К. Критический ток гранулярного сверхпроводника // *ФНТ* – 1998. – Т. 24. – № 5. – С. 449-456.
209. Galluzzi A., Polichetti M., Buchkov K., Nazarova E., Mancusi D., Pace S. Evaluation of the intragrain critical current density in a multidomain FeSe crystal by means of dc magnetic measurements // *Supercond. Sci. Technol.* – 2015. – Vol. 28. – No. 11. – P. 115005 (9pp).
210. 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.

211. Kierfeld J., Vinokur V. Dislocations and the critical endpoint of the melting line of vortex line lattices // *Phys. Rev. B.* – 2000. – Vol. 61. – No. 22. – P. R14928- R14931.
212. Mikitik G.P., Brandt E.H. Peak effect, vortex-lattice melting line, and order-disorder transition in conventional and high- $T_c$  superconductors // *Phys. Rev. B.* – 2001. – Vol. 64. – No. 18. – P. 184514 (14pp).
213. Olson C.J., Reichhardt C., Scalettar R.T., Zimányi G.T., Grønbech-Jensen N. Disordering transitions in vortex matter: peak effect and phase diagram // *Physica C.* – 2003. – Vol. 384. – No. 1-2. – P. 143-148.
214. Chou M.J., Horng H.E. The quasicorder-disorder phase transition and peak effect in  $MgB_2$  type-II superconducting materials and thin films // *Ann. Phys.* – 2010. – Vol. 19. – No. 1-2. – P. 128-135.
215. Babich I.M., Brandt E.H., Mikitik G.P., Zeldov E. Critical current in type-II superconductors near the order-disorder transition // *Phys. Rev. B.* – 2010. – Vol. 81. – No. 5. – P. 054517 (7pp).
216. Zehetmayer M. How the vortex lattice of a superconductor becomes disordered: a study by scanning tunneling spectroscopy // *Sci. Rep.* – 2015. – Vol. 5. – P. 9244 (6pp).
217. Горбачевич А.А., Копаев Ю.В., Токатлы И.В. Расслоение и сверхпроводящие капли в ВТСП // *Письма в ЖЭТФ.* – 1990. – Т. 52. – № 2. – С. 736-739.
218. Горбачевич А.А., Токатлы И.В. Фазовое расслоение в коррелированных системах с ближним порядком // *Письма в ЖЭТФ.* – 1994. – Т. 59. – № 3. – С. 193-197.
219. Нагаев Э.Л. Разделение фаз в высокотемпературных сверхпроводниках и родственных им магнитных материалах // *УФН.* – 1995. – Т. 165. – № 5. – С. 529-554.
220. Nakamura M., Yamada Y., Hirayama T., Ikuhara Y., Shiohara Y., Tanaka S. Heat treatment and anomalous peak effect in  $J_c$ -H curve at 77 K for



- NdBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub> single-crystal superconductor // *Physica C*. – 1996. – Vol. 259. – No. 3-4. – P. 295-303.
221. Tanabe Y., Adachi T., Omori K., Sato H., Noji T., Koike Y. Magnetic-field-induced enhancement of the vortex pinning in the overdoped regime of La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>: relation to the microscopic phase separation // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 2007. – Vol. 76. – No. 11. – P. 113706 (4pp).
222. Wen H. Overview on the physics and materials of the new superconductor K<sub>x</sub>Fe<sub>2-y</sub>Se<sub>2</sub> // *Rep. Prog. Phys.* – 2012. – Vol. 75. – No. 11. – P. 112501 (7pp).
223. Kenzelmann M. Exotic magnetic states in Pauli-limited superconductors // *Rep. Prog. Phys.* – 2017. – Vol. 80. – No. 3. – P. 034501 (23pp).
224. Zhang L., Xu X.B., Qiao Q., Yao X., Wang Q.H., Ding S.Y. Surface barrier and bulk pinning in an SmBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> single crystal // *Supercond. Sci. Technol.* – 2006. – Vol. 19. – No. 7. – P. S443-S446.
225. Johansen T.H., Koblishka M.R., Bratsberg H., Hetland P.O. Critical-state model with a secondary high-field peak in J<sub>c</sub>(B) // *Phys. Rev. B*. – 1997. – Vol. 56. – No. 17. – P. 11273-11278.
226. Inanir F., Celebi S. Model calculations for the high-field peak of the fish-tail effect in the magnetostriction of type-II superconductors // *J. Alloys Compd.* – 2007. – Vol. 427. – No. 1-2. – P. 1-4.
227. Chandran M. Field distribution in thin superconductors with secondary peak in magnetisation // *Physica C*. – 1998. – Vol. 304. – No. 3-4. – P. 202-212.
228. Ravikumar G., Bhagwat K.V., Sahni V.C., Grover A.K., Ramakrishnan S., Bhattacharya S. Phenomenological model for history effects and metastability in weakly pinned superconductors // *Phys. Rev. B*. – 2000. – Vol. 61. – No. 10. – P. R6479-R6482.
229. Kulkarni D.G., Bhagwat K.V., Ravikumar G. Critical-state model for thin superconductors with history dependent J<sub>c</sub>(B) // *Physica C*. – 2003. – Vol. 391. – No. 2. – P. 178-188.

230. Jirsa M., Pust L., Dlouhy D., Koblishka M.R. Fishtail shape in the magnetic hysteresis loop for superconductors: Interplay between different pinning mechanisms // *Phys. Rev. B.* – 1997. – Vol. 55. – No. 5. – P. 3276-3284.
231. Chaddah P., Roy S.B., Chandran M. Inferring equilibrium magnetization from hysteretic M–H curves of type-II superconductors // *Phys. Rev. B.* – 1999. – Vol. 59. – No. 13. – P. 8440-8443.
232. Livingston J.D. Magnetic properties of superconducting lead-base alloys // *Phys. Rev.* – 1963. – Vol. 129. – No. 5. – P. 1943-1949.
233. Cline H.E., Tedmon C.S., Rose R.M. Irreversible magnetization of high-field superconductors // *Phys. Rev.* – 1965. – Vol. 137. – No. 6A. – P. 1767-1770.
234. Ambler E., Colwell J.H., Hosler W.R., Schooley J.F. Magnetization and critical fields of superconducting SrTiO<sub>3</sub> // *Phys. Rev.* – 1966. – Vol. 148. – No. 1. – P. 280-286.
235. Habermeier H.U. The penetration field and the magnetization curve of type-I superconductors containing lattice defects // *Phys. Stat. Sol. A.* – 1977. – Vol. 89. – No. 1. – P. 203-212.
236. Горьков Л.П., Копнин Н.Б. Высокотемпературные сверхпроводники с точки зрения эксперимента // *УФН.* – 1988. – Т. 156. – № 1. – С. 117-135.
237. Senoussi S. Review of the critical current densities and magnetic irreversibilities in high-T<sub>c</sub> superconductors // *J. Phys. III France.* – 1992. – Vol. 2. – No. 7. – P. 1041-1257.
238. Мейлихов Е.З. Структурные особенности ВТСП-керамик и их критический ток и вольтамперная характеристика // *УФН.* – 1993. – Т. 163. – № 3. – С. 27-54.
239. Prester M. Current transfer and initial dissipation in high-T<sub>c</sub> superconductors // *Supercond. Sci. Technol.* – 1998. – Vol. 11. – No. 4. – P. 333-357.
240. Hilgenkamp H., Mannhart J. Grain boundaries in high-T<sub>c</sub> superconductors // *Rev. Mod. Phys.* – 2002. – Vol. 74. – No. 2. – P. 485-549.
241. Ayache J. Grain boundaries in high temperature superconducting ceramics // *Philos. Mag.* – 2006. – Vol. 86. – No. 15. – P. 2193-2239.

242. Clem J.R., Kogan V.G. Theory of the magnetization of granular superconductors: Application to high-Tc superconductors // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 1987. – Vol. 26. – No. 2. – P. 1161-1162.
243. Clem J.R. Granular and superconducting-glass properties of the high-temperature superconductors // *Physica C.* – 1988. – Vol. 153-155. – No. 1. – P. 50-55.
244. Ji L., Rzchowski M.S., Anand N., Tinkham M. Magnetic-field-dependent surface resistance and two-level critical-state model for granular superconductors // *Phys. Rev. B.* – 1993. – Vol. 47. – No. 1. – P. 470-483.
245. Noguchi Y., Ohara S., Huybrechts B., Takata M. Effect of intragrain current on low field magnetic flux distributions of zero field cooled polycrystalline  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  // *J. Appl. Phys.* – 1995. – Vol. 78. – No. 9. – P. 5540-5544.
246. Mahel' M., Pivarč J. Magnetic hysteresis in high-temperature cuprates // *Physica C.* – 1998. – Vol. 308. – No. 1-2. – P. 147-160.
247. Деревянко В.В., Сухарева Т.В., Финкель В.А. Влияние температуры, внешнего магнитного поля и транспортного тока на электрофизические свойства, процессы эволюции вихревой структуры и фазовые переходы в подсистемах сверхпроводящих гранул и "слабых связей" гранулярного двухуровневого высокотемпературного сверхпроводника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$  // *ФТТ.* – 2018. – Т. 60. – № 3. – С. 465-475.
248. Гинзбург С.Л., Савицкая Н.Е. Самоорганизация критического состояния в гранулированных сверхпроводниках // *ЖЭТФ.* – 2000. – Т. 117. – № 1. – С. 227-242.
249. Кузьмичев Н.Д. Критическое состояние среды Джозефсона // *Письма в ЖЭТФ.* – 2001. – Т. 74. – № 5. – С. 291-295.
250. Ginzburg S.L., Savitskaya N.E. Granular superconductors and a sandpile model with intrinsic spatial randomness // *Phys. Rev. E.* – 2002. – Vol. 66. – No. 2. – P. 026128 (5pp).
251. Turchinskaya M., Kaiser D.L., Gayle F.W., Shapiro A.J., Roytburd A., Dorosinskii L.A., Nikitenko V.I., Polyanskii A.A., Vlasko-Vlasov V.K. Real-

- time observation of the effect of grain boundaries on magnetization of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  polycrystals // *Physica C*. – 1994. – Vol. 221. – No. 1-2. – P. 62-70.
252. Balaev D.A., Gokhfeld D.M., Popkov S.I., Shaykhutdinov K.A., Petrov M.I. Hysteretic behavior of the magnetoresistance and the critical current of bulk  $\text{Y}_{3/4}\text{Lu}_{1/4}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7 + \text{CuO}$  composites in a magnetic field // *Physica C* – 2007. – Vol. 460-462. – No. 2. – P. 1307-1308.
253. Балаев Д.А., Гохфельд Д.М., Дубровский А.А., Попков С.И., Шайхутдинов К.А., Петров М.И. Гистерезис магнитосопротивления гранулярных ВТСП как проявление магнитного потока, захваченного сверхпроводящими гранулами, на примере композитов  $\text{YBCO} + \text{CuO}$  // *ЖЭТФ*. – 2007. – Т. 132. – № 6. – С. 1340-1351.
254. Шайхутдинов К.А., Балаев Д.А., Попков С.И., Петров М.И. Возможный механизм возникновения участка с отрицательным магнитосопротивлением гранулярного ВТСП // *ФТТ*. – 2009. – Т. 51. – № 6. – С. 1046-1050.
255. Балаев Д.А., Дубровский А.А., Шайхутдинов К.А., Попков С.И., Гохфельд Д.М., Гохфельд Ю.С., Петров М.И. Механизм гистерезисного поведения магнитосопротивления гранулярных ВТСП. Универсальность ширины гистерезиса магнитосопротивления // *ЖЭТФ*. – 2009. – Т. 135. – № 2. – С. 271-279.
256. Balaev D.A., Popkov S.I., Semenov S.V., Vykov A.A., Shaykhutdinov K.A., Gokhfeld D.M., Petrov M.I. Magnetoresistance hysteresis of bulk textured  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x + \text{Ag}$  ceramics and its anisotropy // *Physica C*. – 2010. – Vol. 470. – No. 1. – P. 61-67.
257. Балаев Д.А., Дубровский А.А., Попков С.И., Гохфельд Д.М., Семенов С.В., Шайхутдинов К.А., Петров М.И. Особенности гистерезисного поведения магнитосопротивления гранулярных ВТСП // *ФТТ*. – 2012. – Т. 54. – № 11. – С. 2027-2035.

258. Балаев Д.А., Попков С.И., Шайхутдинов К.А., Петров М.И., Гохфельд Д.М. Магнитосопротивление пористого поликристаллического ВТСП. Влияние транспортного тока на сжатие магнитного потока в межгранульной среде // ФТТ. – 2014. – Т. 56. – № 8. – С. 1492-1497.
259. Semenov S.V., Balaev D.A. Temperature behavior of the magnetoresistance hysteresis in a granular high-temperature superconductor: Magnetic flux compression in the intergrain medium // Physica C. – 2018. – Vol. 550. – P. 19-26.
260. Angadi M.A., Caplin A.D., Lavery J.R., Shen Z.X. Non-destructive determination of the current-carrying length scale in superconducting crystals and thin films // Physica C. – 1991. – Vol. 177. – No. 4-6. – P. 479-486.
261. Horvat J., Soltanian S., Pan A.V., Wang X.L. Superconducting screening on different length scales in high-quality bulk MgB<sub>2</sub> superconductor // J. Appl. Phys. – 2004. – Vol. 96. – No. 8. – P. 4342-4351.
262. Hassenzahl W.V., Hazelton D.W., Johnson B.K., Komarek P., Noe M., Reis C.T. Electric power applications of superconductivity // Proc. IEEE. – 2004. – Vol. 92. – No. 10. – P. 1655-1674.
263. Malozemoff A.P. Second-generation high-temperature superconductor wires for the electric power grid // Annu. Rev. Mater. Res. – 2012. – Vol. 42. – P. 373-397.
264. Malozemoff A.P. Does the electric power grid need a room temperature superconductor? // Physica C. – 2013. – Vol. 494. – P. 1-4.
265. Jin J.X., Xin Y., Wang Q.L., He Y.S., Cai C.B., Wang Y.S., Wang Z.M. Enabling high-temperature superconducting technologies toward practical applications // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2014. – Vol. 24. – No. 5. – P. 5400712 (12pp).
266. Vyatkin V.S., Kiuchi M., Otabe E.S., Matsushita T. Design of practical superconducting DC power cable with REBCO coated conductors // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2015. – Vol. 25. – No. 4. – P. 6606207 (7pp).

267. Durrell J.H., Ainslie M.D., Zhou D., Vanderbemden P., Bradshaw T., Speller S., Filipenko M., Cardwell D.A. Bulk superconductors: a roadmap to applications // *Supercond. Sci. Technol.* – 2018. – Vol. 31. – No. 10. – P. 103501 (17pp).
268. Овчинников С.Г., Кирко В.И., Mamalis A.G., Петров М.И., Иванов В.В., Балаев Д.А., Гохфельд Д.М., Харламова С.А., Милицын С.В., Шайхутдинов К.А. Новая концепция переключателя тока на основе высокотемпературного сверхпроводника // *ЖТФ.* – 2001. – Т. 71. – № 10. – С. 95-98.
269. Mamalis A.G., Petrov M.I., Balaev D.A., Shaihutdinov K.A., Gohfeld D.M., Militsyn S.V., Ovchinnikov S.G., Kirko V.I. A dc superconducting fault current limiter using die-pressed  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  ceramic // *Supercond. Sci. Technol.* – 2001. – Vol. 14. – No. 6. – P. 413-416.
270. Mamalis A.G., Petrov M.I., Ovchinnikov S.G., Kirko V.I., Balaev D.A., Shaihutdinov K.A., Gohfeld D.M., Kharlamova S.A., Militsyn S.V., Ivanov V.V., Vottea I.N. A novel energy efficient SFCL with a silver free contact switchgear for application in electricity and transportation // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2002. – Vol. 12. – No. 2. – P. 1770-1775.
271. Mamalis A.G., Gokhfeld D.M., Militsyn S.V., Petrov M.I., Balaev D.A., Shaihutdinov K.A., Ovchinnikov S.G., Kirko V.I., Vottea I.N. Switch-on and switch-off tests of inductive high- $T_c$  superconductor based fault current limiter in the short circuit regime // *J. Mater. Process. Tech.* – 2005. – Vol. 161. – No. 1-2. – P. 42-45.
272. Lévêque J., Berger K., Douine B. Superconducting motors and generators // *High Temperature Superconductors: Synthesis, Occurrence and Applications.* Edited by Miryala M., Koblishka M.R. – Nova Science Publishers, Commack, NY. – 2018. – P. 263-290.
273. Shoer J., Wilson W., Jones L., Knobel M., Peck M. Microgravity demonstrations of flux pinning for station-keeping and reconfiguration of

- CubeSat-sized spacecraft // *J. Spacecraft Rockets*. – 2010. – Vol. 47. – No. 6. – P. 1066-1069.
274. Yang W., Liao D., Ji Y., Yao L. Effects of magnetization conditions on dynamic characteristics of spacecrafts with superconducting flux pinning docking interfaces // *J. Appl. Phys.* – 2018. – Vol. 124. – No. 21. – P. 213901 (12pp).
275. Giffin A., Shneider M.N., Miles R.B. Potential micrometeoroid and orbital debris protection system using a gradient magnetic field and magnetic flux compression // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 97. – No. 5. – P. 054102 (3pp).
276. Zheng F. Model for choosing best alternative to remove space junk // *Advances in Engineering Research*. – 2017. – Vol. 130. – P. 1067-1070.
277. Del-Valle N., Sanchez A., Navau C., Chen D.X. A theoretical study of the influence of superconductor and magnet dimensions on the levitation force and stability of maglev systems // *Supercond. Sci. Technol.* – 2008. – Vol. 21. – No. 12. – P. 125008 (7pp).
278. Santosh M., Koblishka M.R. Experimenting with a superconducting levitation train // *Eur. J. Phys. Educ.* – 2014. – Vol. 5. – No. 4. – P. 1-9.
279. Красноперов Е.П. Преимущества и недостатки гибридного магнита для ядерного магнитного резонанса // *ЖТФ*. – 2010. – Т. 80. – № 10. – С. 142-144.
280. Krasnoperov E.P., Korotkov V. S., Kartamyshev A. A. Small-sized hybrid magnet with pulsed field magnetization // *J. Supercond. Nov. Magn.* – 2014. – Vol. 27. – No. 8. – P. 1845-1849.
281. Durrell J.H., Dennis A.R., Jaroszynski J., Ainslie M.D., Palmer K.G.B., Shi Y.H., Campbell A.M., Hull J., Strasik M., Hellstrom E.E., Cardwell D.A. A trapped field of 17.6 T in melt-processed, bulk Gd-Ba-Cu-O reinforced with shrink-fit steel // *Supercond. Sci. Technol.* – 2014. – Vol. 27. – No. 8. – P. 082001 (5pp).

282. Takahashi K., Fujishiro H., Ainslie M.D. A new concept of a hybrid trapped field magnet lens // *Supercond. Sci. Technol.* – 2018. – Vol. 31. – No. 4. – P. 044005 (9pp).
283. Yokoyama K., Oka T. Strong magnetic field generation by superconducting bulk magnets using various types of refrigerators and considering an efficient magnetization // *High Temperature Superconductors: Synthesis, Occurrence and Applications*. Edited by Miryala M., Koblishka M.R. – Nova Science Publishers, Commack, NY. – 2018. – P. 369-386.
284. Drozdov A.P., Erements M.I., Troyan, I.A. Ksenofontov V., Shylin S.I. Conventional superconductivity at 203 kelvin at high pressures in the sulfur hydride system // *Nature*. – 2015. – Vol. 525. – P. 73-76.
285. Aleksandrov K.S., Khrustalev B.P., Krivomazov S.N., Petrov M.I., Vasilyev A.D., Zwegintsev S.A. Superconductivity near liquid nitrogen temperature in the Sn-Ba-Sr-Y-Cu-O system // *Physica C*. – 1989. – Vol. 161. – No. 4. – P. 493-496.
286. Brandt E.H. Maximum pinning energy of vortices in anisotropic and layered superconductors // *EPL*. – 1992. – Vol. 18. – No. 7. – P. 635–640.
287. Lykov A.N. The superconducting mixed state of artificial microstructures // *Adv. Phys.* – 1993. – Vol. 42. – No. 3. – P. 263-342.
288. Uspenskaya L.S., Naumenko I.G., Emelchenko G.A., Boguslavskii Yu.B., Zver'kova S.A., Yakimov E.B., Litzkendorf D., Gawalek W., Capline A.D. Effect of mesoscopic inhomogeneities on the critical current of bulk melt-textured YBCO // *Physica C*. – 2003. – Vol. 390. – No. 2. – P. 127-133.
289. Matsumoto K., Mele P. Artificial pinning center technology to enhance vortex pinning in YBCO coated conductors // *Supercond. Sci. Technol.* – 2010. – Vol. 23. – No. 1. – P. 014001 (12pp).
290. Hoffmann A., Prieto P., Metlushko V., Schuller I.K. Superconducting vortex pinning with magnetic dots: Does size and magnetic configuration matter? // *J. Supercond. Nov. Magn.* – 2012. – Vol. 25. – No. 7. – P. 2187-2191.



291. Koshelev A.E., Sadovskyy I.A., Phillips C.L., Glatz A. Optimization of vortex pinning by nanoparticles using simulations of the time-dependent Ginzburg-Landau model // *Phys. Rev. B.* – 2016. – Vol. 93. – No. 6. – P. 060508 (5pp).
292. Willa R., Koshelev A.E., Sadovskyy I.A., Glatz A. Strong-pinning regimes by spherical inclusions in anisotropic type-II superconductors // *Supercond. Sci. Technol.* – 2018. – Vol. 31. – No. 1. – P. 014001 (20pp).
293. Freyhardt H.C. Radiation-induced flux pinning in type II superconductors // *J. Low Temp. Phys.* – 1978. – Vol. 32. – No. 1-2. – P. 101-129.
294. Haugan T., Barnes P.N., Wheeler R., Meisenkothen F., Sumption M. Addition of nanoparticle dispersions to enhance flux pinning of the  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconductor // *Nature.* – 2004. – Vol. 430. – P. 867-870.
295. Руднев И.А., Михайлов Б.П., Бобин П.В. Намагниченность и критический ток высокотемпературных сверхпроводников с искусственными центрами пиннинга // *Письма в ЖТФ.* – 2005. – Т. 31. – №. 4. – С. 88-94.
296. Snezhko A., Prozorov T., Prozorov R. Magnetic nanoparticles as efficient bulk pinning centers in type-II superconductors // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 71. – No. 2. – P. 024527 (6pp).
297. Koshelev A.E., Kolton A.B. Theory and simulations on strong pinning of vortex lines by nanoparticles // *Phys. Rev. B.* – 2011. – Vol. 84. – No. 10. – P. 104528 (13pp).
298. Petrov M.I., Gokhfeld Yu.S., Balaev D.A., Popkov S.I., Dubrovskiy A.A., Gokhfeld D.M., Shaykhtudinov K.A. Pinning enhancement by heterovalent substitution in  $\text{Y}_{1-x}\text{RE}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  // *Supercond. Sci. Technol.* – 2008. – Vol. 21. – No. 8. – P. 085015 (4pp).
299. 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  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$  films by nanoparticle surface decoration: Extension

- to coated conductor templates // *J. Appl. Phys.* – 2008. – Vol. 104. – No. 4. – P. 043906 (6pp).
300. Reddy E.S., Schmitz G.J. Superconducting foams // *Supercond. Sci. Technol.* – 2002. – Vol. 15. – No. 8. – P. L21-L24.
301. Nettleship I. Applications of porous ceramics // *Key Eng. Mater.* – 1996. – Vol. 122-124. – P. 305-324
302. Petrov M.I., Balaev D.A., Shaihutdinov 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.
303. 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. – No. 2. – P. 135-137.
304. 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.
305. 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. – V. 109. – No. 3. – P. 033904 (6pp).
306. Гохфельд Д.М. Расширенная модель критического состояния: асимметричные петли намагниченности и полевые зависимости критического тока сверхпроводников // *ФТТ.* – 2014. – Т. 56. – № 12. – С. 2298-2304.
307. 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.
308. Gokhfeld D.M. Critical current density and trapped field in HTS with asymmetric magnetization loops // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2016. – V. 695. – No. 1. – 012008 (5pp).

309. Maeda A., Iino Y., Hanaguri T., Motohira N., Kishio K., Fukase T. Magnetic-field dependence of the London penetration depth of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$  // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – Vol. 74. – No. 7. – P. 1202-1205.
310. Fabricatore P., Priano C., Sciutti A., Gemme G., Musenich R., Parodi R., Gömöry F., Thompson J.R. Flux pinning in Bi-2212/Ag-based wires and coils // *Phys. Rev. B.* – 1996. – Vol. 54. – No. 17. – P. 12543-12550.
311. 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.
312. 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  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ . Возможное проявление фазового расслоения // *ЖЭТФ.* – 2014. – Т. 145. – № 1. – С. 120-127.
313. Zablotskii V. Thermal partial vortex depinning and channel formation in type-II superconductors // *Supercond. Sci. Technol.* – 2001. – Vol. 14. – No. 7. – P. L25-L30.
314. Сухарева Т.В., Финкель В.А. Фазовый переход в вихревой структуре гранулярных ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в слабых магнитных полях // *ЖЭТФ.* – 2008. – Т. 134. – № 5. – С. 922-929.
315. Navarro-Verdugo A.L., Goycoolea F.M., Romero-Melendez G., Higuera-Ciaparad I., Arguelles-Monal W. A modified Boltzmann sigmoidal model for the phase transition of smart gels // *Soft Matter.* – 2011. – Vol. 7. – No. 12. – P. 5847-5853.
316. Деревянко В.В., Сухарева Т.В., Финкель В.А. Фазовые переходы и эволюция вихревой структуры в двухуровневом высокотемпературном гранулярном сверхпроводнике  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$  под действием температуры и магнитного поля // *ФТТ.* – 2017. – Т. 59. – № 8. – С. 1470-1478.

317. 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.
318. Kalisky B., Shaulov A., Yeshurun Y. Effects of sample size on the second magnetization peak in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCuO}_{8+\delta}$  at low temperatures // *Pramana – J. Phys.* – 2006. – Vol. 66. – No. 1. – P. 141-147.
319. Xue F., Zhang W., Gou XF. Modeling the trapped field distribution in a polycrystalline bulk superconductor based on a critical state model // *Physica C.* – 2019. – Vol. 556. – P. 43-60.
320. Трусевич Н.Г., Мамсурова Л.Г., Пигальский К.С., Бутко Н.Б., Вишнев А.А. Природа различных вкладов в магнитную восприимчивость нормального состояния ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  // *Известия РАН. Серия физическая.* – 2007. – Т. 71. – № 8. – С. 1136-1138.
321. Landau I.L., Willems J.B., Hulliger J. Detailed magnetization study of superconducting properties of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  ceramic spheres // *J. Phys. Condens. Matter.* – 2008. – Vol. 20. – No. 9. – P. 095222 (8pp).
322. Hong Q., Wang J.H. Magnetization of mixed-phased superconductors and the effect of grain size distribution // *Appl. Supercond.* – 1994. – Vol. 2. – No. 10-12. – P. 697-708.
323. 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.
324. 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  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  and  $\text{La}_{1.56}\text{Sr}_{0.44}\text{CuO}_4$  // *J. Supercond. Novel Magn.* – 2018. – V. 31. – No. 12. – P. 3867–3874.
325. Гохфельд Д.М. Циркуляционный радиус и плотность критического тока в сверхпроводниках второго рода // *Письма в ЖТФ.* – 2019. – Т. 45. – № 2. – С. 3-5.

326. Gokhfeld D.M. Analysis of superconductor magnetization hysteresis // Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics – 2018. – V. 11. – No. 2. – P. 219-221.
327. Gokhfeld D.M. Magnetization of polycrystalline high- $T_c$  superconductors // High-Temperature Superconductors: Occurrence, Synthesis and Applications. – Edited by Miryala M., Koblishka M.R. – Nova Science Publishers, Commack, NY. – 2018. – P. 181-194.
328. Кравченко В.С., Журавлева М.А., Усков Е.М., Безверхий П.П., Боголюбов Н.А., Потапова О.Г., Макашкин Л.Л. Влияние избытка Са, Си и Св на сверхпроводящие и электрофизические свойства керамик Bi-2223 // Неорганические материалы. – 1998. – Т. 34. – №. 10. – С. 1274-1280.
329. Петров М.И., Тетюева Т.Н., Квеглис Л.И., Ефремов А.А., Зеер Г.М., Шайхутдинов К.А., Балаев Д.А., Попков С.И., Овчинников С.Г., Синтез, микроструктура, транспортные и магнитные свойства висмутовых ВТСП с пористой структурой // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29. – № 23. – С. 40-45.
330. 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.
331. Duarte E.A., Quintero P.A., Meisel M.W., Nino J.C. Electrospinning synthesis of superconducting BSCCO nanowires // Physica C. – 2013. – Vol. 485. – P. 109-113.
332. X.L. Zeng, M.R. Koblishka, T. Karwoth, T. Hauet, U. Hartmann Preparation of granular Bi-2212 nanowires by electrospinning // Supercond. Sci. Technol. – 2017. – Vol. 30. – No. 3. – P. 035014 (7pp).

333. Altin S., Aksan M.A., Yakinci M.E., Balci Y. The single crystal superconducting Bi-2212 whiskers fabrication and their thermal transport properties // *J. Alloys Compd.* – 2010. – Vol. 502. – No. 1. – P. 16-23.
334. 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.
335. 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.
336. Altin E., Gokhfeld D.M., Demirel S., Oz E., Kurt F., Altin S., Yakinci M.E. Vortex pinning and magnetic peak effect in  $Eu(Eu,Ba)_{2.125}Cu_3O_x$  // *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* – 2014. – Vol. 25. – No. 3. – P. 1466-1473.
337. Gokhfeld D.M., Balaev D.A., Yakimov I.S., Petrov M.I., Semenov S.V., Tuning the peak effect in the  $Y_{1-x}Nd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  compound // *Ceram. Int.* – 2017. – Vol. 43. – No. 13. – P. 9985-9991.
338. Карпов И.В., Ушаков А.В., Лепешев А.А., Федоров Л.Ю. Плазмохимический реактор на основе импульсного дугового разряда низкого давления для синтеза нанопорошков // *ЖТФ.* – 2017. – Т. 87. – № 1. – С. 140-145.
339. 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  $(1-x)YBa_2Cu_3O_{7-\delta} + xCuO$  // *J. Supercond. Novel Magn.* – 2018. – Vol. 31. – No. 12. – P. 3841–3845.
340. 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.

341. Клинкава Л.А., Николайчик В.И., Барковский Н.В., Федотов В.К. Критическая роль кислорода в возникновении сверхпроводимости в оксидах бария-висмута (III, V)-калия // Журнал Неорганической Химии. – 2005. – Т. 50. – № 5. – С. 729-739.
342. Williamson G.K., Hall W. X-ray line broadening from filed aluminium and wolfram // Acta Metall. – 1953. – Vol. 1. – No. 1. – P. 22–31.
343. Lotgering F.K. Topotactical reactions with ferrimagnetic oxides having hexagonal crystal structures // J. Inorg. Nucl. Chem. – 1959. – Vol. 9. – No. 2. – P. 113–123.
344. 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.
345. Petrov M.I., Belozeroва I.L., Shaikhutdinov K.A., Balaev D.A., Dubrovskii A.A., Popkov S.I., Vasil'ev A.D., Mart'yanov O.N. Preparation, microstructure, magnetic and transport properties of bulk textured  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  and  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x+\text{Ag}$  ceramics // Supercond. Sci. Technol. – 2008. – Vol. 21. – No. 10. – P. 105019 (10pp).
346. Shaykhutdinov K.A., Balaev D.A., Popkov S.I., Vasilyev A.D., Martyanov O.N., Petrov M.I. Thermally activated dissipation in a novel foamed Bi-based oxide superconductor in magnetic fields // Supercond. Sci. Technol. – 2007. – Vol. 20. – No. 6. – P. 491-494.
347. Cho J.H., Maley M.P., Willis J.O., Coulter J.Y., Bulaevskii L.N., Haldar P., Motowidlo L.R. Determination of the superconducting current path in Bi2223/Ag tapes // Appl. Phys. Lett. – 1994. – V. 64. – No. 22. – P. 3030-3032.
348. Hensel B., Grasso G., Flükiger R. Limits to the critical transport current in superconducting  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  silver-sheathed tapes: The railway-switch model // Phys. Rev. B. – 1995. – Vol. 51. – No. 21. – P. 15456-15473.

349. Diaz A., Maza J., Vidal F. Anisotropy and structural-defect contributions to percolative conduction in granular copper oxide superconductors // *Phys. Rev. B.* – 1997. – Vol. 55. – No. 2. – P. 1209-1215.
350. Гохфельд Д.М., Балаев Д.А., Семенов С.В., Петров М.И. Анизотропия и скейлинг магнитосопротивления в текстурированном ВТСП  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  // *ФТТ.* – 2015. – Т. 57. – № 11. – С. 2090-2094.
351. Horvat J., Dou S.X., Liu H.K., Bhasale R. Critical currents through strong links in Ag/Bi-Sr-Ca-Cu-O superconducting tapes // *Physica C.* – 1996. – Vol. 271. – No. 1-2. – P. 51-58.
352. Benlhachemi A., Golec S., Gavarrri J.R. Elaboration and variable properties of 2223 BSCCO superconductor-polymer composites // *Physica C.* – 1993. – Vol. 209. – No. 4. – P. 353-361.
353. Caplin A.D., Cohen L.F., Cuthbert M.N., Dhalle M., Lacey D., Perkins G.K., Thomas J.V. Critical currents in conductors – exploring the limiting mechanisms // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 1995. – Vol. 5. – No. 2. – P. 1864-1869.
354. Han G.C. Transport critical current in c-axis-oriented  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y/\text{Ag}$  tapes // *Phys. Rev. B.* – 1995. – Vol. 52. – No. 2. – P. 1309-1313.
355. Han G.C., Ong C.K. Dissipation near  $T_c$  in a textured  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  silver-clad tape // *Phys. Rev. B.* – 1997. – Vol. 56. – No. 17. – P. 11299-11304.
356. Martínez J.C., Brongersma S.H., Koshelev A., Ivlev B., Kes P.H., Griessen R.P., de Groot D.G., Tarnavski Z., Menovsky A.A. Magnetic anisotropy of a  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  single crystal // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – Vol. 69. – No. 15. – P. 2276-2279.
357. 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.



358. Hao Z., Clem J.R. Angular dependences of the thermodynamic and electromagnetic properties of the high- $T_c$  superconductors in the mixed state // *Phys. Rev. B.* – 1992. – Vol. 46. – No. 9. – P. 5853-5856.
359. Blatter G., Geshkenbein V.B., Larkin A.I. From isotropic to anisotropic superconductors: A scaling approach // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – Vol. 68. – No. 6. – P. 875-878.
360. Clem J.R. Anisotropy and two-dimensional behaviour in the high-temperature superconductors // *Supercond. Sci. Technol.* – 1998. – Vol. 11. – No. 10. – P. 909-914.
361. Hao Z., Clem J.R., Cho J.H., Johnston D.C. A scaling property in the reversible magnetization of anisotropic high- $\kappa$  type-II superconductors // *Physica C.* – 1991. – Vol. 185-189. – No. 3. – P. 1871-1872.
362. Lehdorff B., Hortig M., Piel H. Temperature-dependent critical current anisotropy in Bi-2223 tapes // *Supercond. Sci. Technol.* – 1998. – Vol. 11. – No. 10. – P. 1261-1265.
363. Mints R.G., Kogan V.G., Clem J.R. Vortices in magnetically coupled superconducting layered systems // *Phys. Rev. B.* – 2000. – Vol. 61. – No. 2. – P. 1623-1629.
364. Kiuchi M., Otabe E.S., Matsushita T., Kato T., Hikata T., Sato K. Pinning-force density of superconducting Bi-2223 tape wires // *Physica C.* – 1996. – Vol. 260. – No. 3-4. – P. 177-187.
365. Zeng XL, Karwoth T., Koblishka 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).
366. Altin S., Gokhfeld D.M. Magnetization loops and pinning force of Bi-2212 single crystal whiskers // *Physica C.* – 2011. – Vol. 471. – No. 7-8. – P. 217-221.
367. Balaev D.A., Prus A.G., Shaykhutdinov K.A., Gokhfeld D.M., Petrov M.I. Study of dependence upon the magnetic field and transport current of the

- magneto-resistive effect in YBCO-based bulk composites // *Supercond. Sci. Technol.* – 2007. – Vol. 20. – No. 6. – P. 495-499.
368. Shaihtudinov K.A., Balaev D.A., Gokhfeld D.M., Popkov S.I., Petrov M.I. Transport properties of HTSC-based composites: modeling the random networks of Josephson weak links with magneto-active barriers // *J. Low Temp. Phys.* – 2003. – Vol. 130. – No. 3-4. – P. 347-381.
369. Hari Babu N., Rajasekharan T., Menon L., Srinivas S., Malik S.K. Effect of a systematic variation of  $\text{Nd}_4\text{Ba}_2\text{Cu}_2\text{O}_{10}$  content on the magnetic properties of melt processed  $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  superconductor // *Physica C.* – 1998. – Vol. 305. – No. 1-2. – P. 103-113.
370. Yakinci M.E., Aksan M.A., Balci Y., Altin S. Effects of thickness on the grain alignment and  $J_c$  properties of  $(\text{Hg}_{0.8}\text{Re}_{0.2})\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  superconductor thick films // *Physica C.* – 2007. – Vol. 460-462. – No. 2. – P. 1386-1387.
371. 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. – V. 440. – 127-128.
372. Huang J., Wang H. Effective magnetic pinning schemes for enhanced superconducting property in high temperature superconductor  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ : a review // *Supercond. Sci. Technol.* – 2017. – Vol. 30/ – No. 11. – P. 114004 (10pp).
373. Шайхутдинов К.А., Балаев Д.А., Попков С.И., Петров М.И. Транспортные и магнитные свойства композитов  $\text{Y}_{3/4}\text{Lu}_{1/4}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7 + \text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , представляющих сеть слабых связей джозефсоновского типа сверхпроводник-ферритмагнетик-сверхпроводник // *ФТТ.* – 2003. – Т. 45. – № 10. – С. 1776-1783.
374. Novosel N., Babić E. Influence of magnetic nanoparticles on superconductivity of  $\text{MgB}_2$  // *Physica C.* – 2013. – Vol. 493. – P. 119-124.
375. Ушаков А.В., Карпов И.В., Лепешев А.А., Петров М.И., Федоров Л.Ю. Исследование пиннинга магнитного потока в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}/\text{наноZrO}_2$

- гранулярных композитах // Письма в ЖЭТФ. – 2014. – Т. 99. – № 2. – С. 105-109.
376. Петров М.И., Балаев Д.А., Шайхутдинов К.А., Александров К.С. Влияние транспортного тока и тепловых флуктуаций на резистивные свойства композитов ВТСП + CuO // ФТТ. – 1999. – Т. 41. – № 6. – С. 969-974.
377. Kitakami O., Sato H., Shimada Y., Sato F., Tanaka M. Size effect on the crystal phase of cobalt fine particles // Phys. Rev. B. – 1997. – Vol. 56. – No. 21. – P. 13849-13854.
378. Thompson J.R., Paranthaman M., Christen D.K., Sorge K.D., Kim H.J., Ossandon J.G. High temporal stability of supercurrents in MgB<sub>2</sub> materials // Supercond. Sci. Technol. – 2001. – Vol. 14. – No. 5. – P. L17-L20.
379. Buzea C., Yamashita T. Review of the superconducting properties of MgB<sub>2</sub> // Supercond. Sci. Technol. – 2001. – Vol. 14. – No. 11. – P. R115-R146.
380. Lepeshev A.A., Karpov I.V., Ushakov A.V., Balaev D. A., Krasikov A.A., Dubrovskiy A.A., Velikanov D.A., Petrov M.I. Particularities of the magnetic state of CuO nanoparticles produced by low-pressure plasma arc discharge // J. Supercond. Novel Magn. – 2017. – Vol. 30. – No. 4. – P. 931–936.
381. Barilo S.N., Shiryaev 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<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>BiO<sub>3+y</sub> superconductors near  $T_c$  // Phys. Rev. B. – 1998. – Vol. 58. – No. 18. – P. 12355-12367.
382. Klein T., Harneit W., Baril L., Escribe-Filippini C. Pinning and vortex dynamics in superconducting (K,Ba)BiO<sub>3</sub> single crystals // Journ. Low Temp. Phys. – 1996. – Vol. 105. – No. 3-4. – P. 1067-1072.
383. Klein T., Baril L., Escribe-Filippini C., Marcus J., Jansen A.G.M. Flux motion and phase transitions in superconducting (K,Ba)BiO<sub>3</sub> single crystals // Phys. Rev. B. – 1996. – Vol. 53. – No. 14. – P. 9337-9340.
384. Аншукова Н.В., Гинопдман 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.
385. Головашкин А.И., Жерихина Л.Н., Кулешова Г.В., Цховребов А.М., Нортон М.Л. Исследование самосогласованного пространственно-неоднородного состояния в высокотемпературных сверхпроводящих монокристаллах  $Ba_{1-x}K_xBiO_3$  // ЖЭТФ. – 2006. – Т. 129. – № 4. – С. 684-699.
386. Batlogg B., Cava R.J., Rupp L.W., Mujsce A.M., Krajewski J.J., Remeika J.P., Peck W.F., Cooper A.S., Espinosa G.P. Density of states and isotope effect in BiO superconductors: Evidence for nonphonon mechanism // Phys. Rev. Lett. – 1988. – Vol. 61. – No. 14. – P. 1670-1673.
387. Еременко В.В., Сиренко В.А., Шимчак Г., Набялек А., Барило С.Н., Гатальская В.И., Ширяев С.В. Магнитострикция высокотемпературного бескупратного сверхпроводника  $BaBiKO$  // ФТТ. – 1998. – Т. 40. – № 7. – С. 1199-1203.
388. Abulafia Y., Shaulov A., Wolfus Y., Prozorov R., Burlachkov L., Yeshurun Y., Majer D., Zeldov E., Wühl H., Geshkenbein V.B., Vinokur V.M. Plastic vortex creep in  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  crystals // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 77. – No. 8. – P. 1596-1599.
389. Wen H., Zhao Z. Fishtail effect and small size normal core pinning in melt-textured-growth  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  bulks // J. Appl. Phys. – 1996. – Vol. 68. – No. 6. – P. 856-858.
390. Peryshkov D.V., Goodilin E.A., Presnyakov I.A., Didenko K.V., Tretyakov Y.D., Birkner A., Grünert W. Thermal instability of a cation-disordered  $NdBa_2Cu_3O_7$  superconductor // Mendeleev Commun. – 2004. – Vol. 14. – No. 4. – P. 161-163.
391. Graebner J.E., Schneemeyer L.F., Tomas J.K. Heat capacity of superconducting  $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$  near  $T_c$  // Phys. Rev. B. – 1989. – Vol. 39. – No. 13. – P. 9682-9684.

392. Gantmakher V.F., Klinkova L.A., Barkovskii N.V., Tsydynzhapov G.E., Wieggers S., Geim A.K. Positive curvature in the temperature dependence of  $H_{c2}$  in  $K_xBa_{1-x}BiO_3$  // *Phys. Rev. B.* – 1996. – Vol. 54. – No. 9. – P. 6133-6136.
393. 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).
394. Zherikhina L.N., Tskhovrebov A.M., Klinkova L.A., Balaev D.A., Popkov S.I., Shaikhutdinov K.A.  $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$  single crystal as a multiple Josephson system: new coherent effect? // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2012. – Vol. 400. – No. 2. – P. 022146 (4pp).
395. Ahmad J., Uwe H. Small-polaron excitations in  $Ba_{1-x}K_xBiO_3$  studied by optical reflectivity measurements // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 72. – No. 12. – P. 125103 (9pp).
396. Baumert B.A. Barium potassium bismuth oxide: A review // *J. Supercond.* – 1995. – Vol. 8. – No. 1. – P. 175-181.
397. 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.