

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

На правах рукописи



Мороз Анна Николаевна

**Динамика вихревой решетки в высокотемпературных
сверхпроводниках со сложной геометрией пиннинга**

Специальность 01.04.07 —
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2021

Работа выполнена в Национальном исследовательском ядерном университете «МИФИ».

Научный руководитель: **Кашурников Владимир Анатольевич**,
доктор физико-математических наук,
профессор,
профессор отделения лазерных и плазменных
технологий офиса образовательных программ
(412) НИЯУ МИФИ, г. Москва

Официальные оппоненты: **Аплеснин Сергей Степанович**,
доктор физико-математических наук,
профессор,
ведущий научный сотрудник Лаборатории
теоретической физики ИФ СО РАН,
г. Красноярск

Михеенков Андрей Витальевич,
доктор физико-математических наук, доцент,
руководитель Теоретического отдела
ИФВД РАН, г. Троицк, г. Москва

Романовский Владимир Рэманович,
доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник Курчатовского
комплекса НБИКС-технологий,
НИЦ «Курчатовский институт»

Защита состоится «16» марта 2022 г. в 15 час. 00 мин. на заседании диссертационного совета МИФИ.01.02 НИЯУ МИФИ по адресу 115409, г. Москва, Каширское шоссе, д. 31.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЯУ МИФИ и на сайте <https://ds.mephi.ru>.

Отзывы на автореферат в одном экземпляре, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: 115409, г. Москва, Каширское шоссе, д. 31, ученому секретарю диссертационного совета МИФИ.01.02.

Автореферат разослан «___» _____ 2022 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
МИФИ.01.02,
доктор физ.-мат. наук, доцент



Руднев Игорь Анатольевич

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Современные высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) являются перспективными материалами для применения в широких областях науки и техники. Большой интерес к ним обусловлен их способностью переносить токи высоких плотностей без потерь на сопротивление и захватывать сильные магнитные поля. Чаще всего из ВТСП изготавливают ленты или объемные «куски» материала, и для каждой формы существует своя ниша применений. Сегодня на основе ВТСП разрабатываются магниты для электродвигателей [1–4], магнитно-резонансных томографов (МРТ) [2; 3; 5], устройств на основе магнитной левитации (таких как поезда на магнитной подушке Maglev и бесконтактные подшипники [2; 3; 6]), ускорителей частиц [7] и т. д. Особое внимание по-прежнему уделяется развитию технологий изготовления и применения ВТСП в качестве силовых кабелей и линий связи [8–10], а также элементов сверхчувствительных SQUID-магнитометров (SQUID — сверхпроводящее квантовое интерференционное устройство) [11]. Для всех вышеуказанных применений можно выделить три основные проблемы, требующие повышенного внимания и проведения исследований.

На практике ВТСП почти всегда находятся в вихревом состоянии. Движение вихрей под действием транспортного тока приводит к диссипации энергии и колебаниям электрического напряжения в образце, из-за чего сверхпроводник переходит в резистивное состояние и появляются шумы, снижающие эффективность ВТСП-устройств. Величина критического тока I_c , при котором начинается движение вихрей, является одним из наиболее важных параметров, поэтому непрерывно возрастающую потребность в его повышении можно назвать первой актуальной проблемой. Для ограничения движения вихрей и увеличения критического тока и его плотности j_c в сверхпроводник вводят искусственные дефекты (центры пиннинга) в различных конфигурациях. Дефекты могут иметь нано- и микрометровые размеры — в том числе в виде сплошных или глухих отверстий. Эффективность пиннинга зависит от множества параметров: типа, количества, размеров и формы дефектов, способа их распределения по образцу, свойств самого ВТСП (например, анизотропии γ и наличия в нем собственных дефектов), внешних условий (температуры и магнитного поля). Существует огромное количество сочетаний этих параметров, обеспечивающих максимально возможный I_c (или величину, близкую к нему) [12], поэтому данная задача не теряет актуальности.

Другая важная проблема — хрупкость ВТСП, большинство из которых имеет структуру керамики. Эксперименты показали, что при намотке сверхпроводящих лент на катушки магнитных устройств, в процессе их эксплуатации или при изготовлении лент или дефектов в них возникают различные механические нагрузки, способные ухудшить токонесящие

свойства ВТСП (вплоть до полного исчезновения сверхпроводимости). Под действием внутренних напряжений в образце могут появиться дополнительные дефекты, а затем произойти его растрескивание, что приводит к снижению j_c и критической температуры T_c . Опасность подобных изменений в крупномасштабных применениях ВТСП заключается в риске возникновения квенча [13] — локального перехода сверхпроводника в нормальное (несверхпроводящее) состояние. В точке квенча материал сильно нагревается, что переводит соседние участки ленты в нормальное состояние, и впоследствии вся лента теряет сверхпроводящие свойства. Это чревато выходом из строя оборудования, поэтому актуален вопрос об электромеханической устойчивости ВТСП, а именно влияния различных деформаций на их транспортные свойства: j_c , вольт-амперные характеристики (ВАХ) и параметр n , характеризующий крутизну ВАХ (так называемый « n -value»). Особое значение имеет поиск возможностей предсказания устойчивости того или иного материала к различным нагрузкам для подбора оптимальных и допустимых условий его эксплуатации.

Наконец, третья проблема — улучшение захвата магнитного поля в ВТСП. Для многих применений необходимы компактные, но мощные магниты, в качестве которых можно использовать ВТСП с захваченным полем (Trapped Field Magnets, TFM). Для их создания применяются различные методы, и самым перспективным считается намагничивание импульсным полем (Pulsed Field Magnetization, PFM). Оно привлекательно своей быстротой, экономичностью и компактностью [2] по сравнению с традиционными методами охлаждения в поле (Field Cooling, FC) и в нулевом поле (Zero Field Cooling, ZFC). Однако оно обладает недостатками, ставящими новые задачи для исследований. В условиях коротких (порядка нескольких мс) высокоамплитудных импульсов магнитного поля вихревая система оказывается в существенно неравновесных состояниях. В результате интенсивного движения вихрей образец может сильно нагреваться, а его j_c — снижаться, что приводит к падению захваченного поля. Несмотря на большое количество исследований, посвященных улучшению PFM, до сих пор не удалось импульсно намагнитить ВТСП более чем до 5,2 Тл [14], в то время как рекорд для метода FC составляет 17,6 Тл при температуре 26 К [15]. Многие исследования показали, что проникновение магнитного поля в сверхпроводник во время действия импульса, его распределение по образцу и результирующее захваченное поле зависят от структуры пиннинга ВТСП и совокупности внешних параметров: температурного режима, формы, длительности и амплитуды импульсов. Правильный подбор этих параметров позволит достичь более высоких захваченных полей.

Все три обозначенные проблемы являются многопараметрическими и взаимосвязанными: каждая из них оказывает прямое или косвенное влияние на вихревую систему ВТСП, и везде особую роль играет дефектная структура образца. При этом для каждого применения существует набор

различных параметров, обеспечивающий наиболее выгодную вихревую динамику, а значит и максимальную эффективность сверхпроводника. Таким образом, задача о поиске оптимальных условий эксплуатации и свойств ВТСП для современных применений является актуальной, и ее решение требует анализа процессов, связанных с динамикой вихревой системы в различных массивах пиннинга, во внешних магнитных полях и токах. Тем не менее экспериментальный подбор таких параметров (особенно для дефектных структур) может быть длительным и дорогостоящим ввиду все еще высокой стоимости ВТСП, систем охлаждения и электроэнергии. В связи с этим численное моделирование является привлекательным инструментом.

Одним из известных численных подходов для расчета системы вихрей в высокотемпературном сверхпроводнике является метод Монте-Карло, развитый, например, в [16–18] и основанный на модели слоистого ВТСП Лоренса-Дониака [19–21]. Данный метод позволяет воспроизводить магнитные и транспортные явления в ВТСП в широких диапазонах магнитных полей, токов и температур, учитывать различные дефектные структуры образца и реальные граничные условия. Тем не менее подобное моделирование до сих пор не применялось для решения обозначенных выше проблем, поэтому для проведения исследований с его помощью необходимо внести в модель некоторые дополнения.

Целью работы является выявление закономерностей динамики системы вихрей Абрикосова в высокотемпературных сверхпроводниках с нетривиальной структурой пиннинга (наведенной деформациями или изготовленной искусственно) и ее влияния на вольт-амперные характеристики, критический ток и намагниченность сверхпроводника.

Для достижения поставленной цели решены следующие **задачи**:

1. Разработана модель слоистого ВТСП, учитывающая деформированное состояние сверхпроводника, наличие макроскопических дефектов, а также действие импульсного внешнего магнитного поля. Реализован метод расчета вольт-амперных характеристик, временных и пространственных профилей магнитной индукции в ВТСП с различными структурами пиннинга.
2. Рассчитаны вольт-амперные характеристики деформированного ВТСП для разных степеней деформации и концентраций точечных дефектов. Определено влияние механических напряжений на режимы движения вихревой решетки, крутизну ВАХ и величину критического тока.
3. Исследовано влияние различных конфигураций и размеров искусственных дефектов, играющих роль центров пиннинга, на величину критического тока и его зависимость от внешнего магнитного поля. Проанализирована динамика вихревой системы в образцах с различными массивами микроразмерных дефектов произвольного радиуса.

4. Рассчитаны пространственные и временные профили индукции магнитного поля в ВТСП во время и после окончания действия импульсов внешнего магнитного поля различных амплитуд и форм. Определено влияние концентрации и геометрии распределения дефектов на величину захваченного потока.
5. Установлено влияние типа распределения дефектов, температуры и амплитуды импульса на процессы проникновения магнитного потока в образец во время нарастания импульса и релаксации во время спада.

Научная новизна:

1. Впервые предложено модельное описание состояний вихревой системы, возникающих при деформации ВТСП. Выявлены ступенчатые особенности вольт-амперных характеристик деформированного ВТСП, сопровождающиеся переходами между различными режимами движения вихревой решетки.
2. Впервые проведены расчеты ВАХ сверхпроводников, одновременно содержащих нано- и микроразмерные дефекты в виде круглых отверстий с возможностью пиннинга на границе; показано их индивидуальное и совместное влияние на пиннинг вихрей и критический ток в магнитном поле и вне его.
3. Впервые рассчитаны процессы проникновения магнитного потока в ВТСП с разными конфигурациями пиннинга под действием импульсов магнитного поля; определено влияние количества и распределения дефектов на захваченное поле; установлено изменение порогового поля скачков магнитного потока с ростом концентрации случайного и периодического пиннинга.
4. Впервые промоделирована скачкообразная релаксация захваченного поля при высокой температуре, наблюдавшаяся экспериментально; предложено объяснение наблюдаемого явления как температурный срыв приграничных вихрей с дефектов.

Практическая значимость результатов работы состоит в их качественной (а в ряде случаев и количественной) предсказательной способности. Модифицированная модель учитывает влияние (в том числе и совместное) таких экспериментально реализуемых случаев, как деформированное состояние ВТСП, наличие в нем нано- и микроразмерных дефектов, а также действие импульсных внешних магнитных полей. Результаты расчетов могут быть полезны для формирования набора рекомендаций и прогнозов для будущих экспериментальных исследований.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработанная модель позволяет учитывать деформации образца путем создания в нем цепочек дислокаций («трещин») и варьирования их количества, а также наличие в образце сплошных макроскопических отверстий (антиточек) с реальной границей,

способной закреплять вихри. Расчеты Монте-Карло в рамках модели позволяют воспроизводить вольт-амперные характеристики и эволюцию магнитного поля внутри ВТСП со временем при импульсном намагничивании.

2. При деформации ВТСП происходит падение критической плотности тока и крутизны ВАХ, а также возникают низкотемпературные ступенчатые особенности, причиной которых является чередование заморозки и разморозки вихревой решетки из-за появления метастабильных состояний на дефектах и «трещинах».
3. Критическая плотность тока и крутизна ВАХ увеличивается при добавлении в ВТСП массивов антиточек, и наибольшая j_c проявляется у образцов с одновременным присутствием нано- и микроразмерных дефектов за счет их объединенного потенциала пиннинга. Конформные массивы антиточек обеспечивают лучшую устойчивость критического тока ВТСП к внешнему магнитному полю, чем треугольная и квадратная решетки.
4. Концентрация и тип распределения точечных дефектов влияют на эволюцию во времени захваченного поля ВТСП при импульсном намагничивании, распределение захваченного поля в нем и величину поля насыщения. При любых формах намагничивающего импульса с конечным временем нарастания возникают скачки потока, пороговые поля которых также зависят от конфигурации пиннинга.
5. При температурах выше 1 К наблюдается последовательное намагничивание ВТСП при поочередном приложении импульсов. Трапецеидальная форма импульсов приводит к наибольшей амплитуде захваченного поля. В то же время, при температуре 30 К наблюдается скачкообразная релаксация захваченного потока, вызванная температурным срывом вихрей с приграничных дефектов.

Достоверность полученных результатов обеспечивается качественным (и в ряде случаев количественным) соответствием рассчитанных зависимостей критического тока и крутизны вольт-амперных характеристик от степени деформации и концентрации дефектов, а также временных и пространственных профилей индукции магнитного поля при импульсном намагничивании сверхпроводника опубликованным экспериментальным данным. Расчеты проводились в рамках модели слоистого ВТСП Лоренса-Дониака методом Монте-Карло, который уже неоднократно подтверждал свою ценность в ранее опубликованных работах.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на: XIV—XVI Курчатовской междисциплинарной молодежной научной школе (Москва, 2016, 2017, 2019), 13 и 15 Европейской конференции по прикладной сверхпроводимости (EUCAS-2017, Женева, Швейцария, 2017 и EUCAS-2021, Москва, Россия, 2021), III—VII

Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз-2017—21» (НИЯУ МИФИ, 2017—2021), Молодежном конкурсе научных работ «Современные проблемы физики» (ФИАН, Москва, 2017), международной конференции «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах» (Махачкала, 2019), международной конференции «Superstripes 2019» (Искья, Италия, 2019), XVIII Конференции «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления» (Троицк, Москва, 2020), Конкурсе научно-исследовательских проектов молодых научно-педагогических работников, аспирантов и студентов Института «ЛаПлаз» (НИЯУ МИФИ, 2020), 7 Семинаре по численному моделированию высокотемпературных сверхпроводников (HTS 2020, Нанси, Франция 2021).

Личный вклад автора заключался в обобщении модели слоистого ВТСП на возможность деформированного состояния образца, присутствия в нем микро-отверстий и нахождения образца в импульсном внешнем магнитном поле, а также расчете пространственных и временных профилей индукции магнитного поля, вольт-амперных характеристик и их аппроксимации степенной функцией. Разработка, тестирование и отладка расчетного программного кода, а также проведение расчетов, обработка и анализ их результатов выполнены автором лично.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 9 печатных изданиях, 1 из которых издано в журналах, рекомендованных ВАК, 8 — в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus. Зарегистрирована 1 программа для ЭВМ.

Содержание работы

Во **введении** приведено обоснование актуальности темы диссертационной работы и выбора применяемых в ней методов расчета, сформулирована цель и поставлены задачи, изложена научная новизна и практическая значимость проведенного исследования.

Первая глава посвящена подробному обзору литературы по теме работы и анализу современного состояния исследований, направленных на решение обозначенных проблем. Рассмотрены теоретические и экспериментальные работы, посвященные критическому току ВТСП, его устойчивости к внешним деформациям и магнитному полю, а также способам его улучшения с помощью всевозможных дефектных структур. Отдельно рассмотрена проблема повышения эффективности захвата магнитного поля сверхпроводниками при импульсном намагничивании. Отмечена многопараметричность и взаимосвязанность описанных проблем с точки зрения динамики вихревой системы и ее взаимодействия с дефектной структурой ВТСП, в общем случае нетривиальной. Обоснован выбор численного моделирования в качестве инструмента для проведения исследований, подбора

оптимальных параметров ВТСП, выявления механизмов наблюдаемых явлений и составления прогнозов для экспериментов. Отмечено практически полное отсутствие в литературе данных о динамике вихревой системы в условиях деформированного ВТСП, а также о влиянии произвольного распределения дефектов на захват поля в мультифизическом моделировании, применяемом в большинстве работ. Обоснован выбор модели и метода расчета, необходимость их дополнения для решения поставленных задач.

Вторая глава посвящена описанию модели Лоренса-Дониака [19–21] вихревой системы в слоистом анизотропном ВТСП, содержащем произвольные массивы нано- и микроразмерных дефектов и находящемся в деформированном состоянии. Изложен алгоритм, позволяющий учитывать наличие транспортного тока в ВТСП-пластине для расчета ее вольт-амперных характеристик, а также воздействие импульсного внешнего магнитного поля для расчета временных и пространственных профилей захваченного поля. Во всех проведенных расчетах предполагается, что под действием температуры, внешних магнитных полей или ввиду большого количества дефектов в моделируемом образце произошел так называемый фазовый 3D–2D переход, приведший к потере корреляций между слоями. В таком случае сверхпроводник представляется как набор независимых плоскостей [16–18], и можно рассматривать только один слой, экстраполируя полученный для него результат на весь образец (т.е. трактовать его как усредненный отклик всего образца).

Для всех рассмотренных дефектных структур был выбран следующий вид энергетического потенциала отдельного центра пиннинга:

$$U_{\text{pin}}(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j^{\text{def}}|) \equiv U_{\text{pin}}(r_{ij}^{\text{def}}) = -\alpha \frac{\exp(-r_{ij}^{\text{def}}/2\xi)}{(1 + r_{ij}^{\text{def}}/\xi)},$$

где r_i и r_j^{def} — соответственно, радиус-векторы вихря и дефекта, α — глубина потенциальной ямы в эВ, ξ — длина когерентности. Расчеты проводились для образцов шириной $L_x = 5\text{--}15$ мкм и высотой $L_y = 5\text{--}15$ мкм при температурах $T = 1\text{--}77$ К, в магнитных полях $H = 0\text{--}2100$ Э (перпендикулярных плоскости образца) и транспортных токах плотностью до $10 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$. В качестве материала для исследований был выбран висмутый сверхпроводник Bi-2212 ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$), обладающий сильной анизотропией ($\gamma \approx 100$, благодаря которой справедлив отказ от учета межплоскостного взаимодействия вихрей). Характерные сверхпроводящие параметры этого материала известны из экспериментов [22–24]: $T_c = 84$ К (критическая температура), $\lambda(T = 0) = 180$ нм (глубина проникновения магнитного поля), $\xi(T = 0) = 2$ нм и $\delta = 0,27$ нм (толщина сверхпроводящего слоя).

На основании рассуждений работы [25] для моделирования степени деформации ВТСП в модель было введено понятие «трещины», представляющей собой цепочку близко расположенных дефектов (дислокаций),

выстроенных поперек направления транспортного тока. Варьирование количества таких цепочек имитировало изменение степени деформации образца. При этом падение сверхпроводящих параметров (T_c, λ, ξ) не учитывалось, что оправдано для рассмотренных низких температур (1 К). Из-за близкого расстояния между дефектами их потенциальные ямы U_{pin} перекрываются, в результате чего каждая «трещина» имеет гладкий потенциал, изображенный толстой пунктирной линией на рисунке 1а. Здесь L_{crk} — длина «трещины», L_x — ширина образца вдоль оси x .

Антиточки были введены в геометрию образца в виде круглых сплошных отверстий различных диаметров (от 50 нм до 2 мкм), внутрь которых вихри проникать не могли. Они имели реальную границу, с которой каждый вихрь взаимодействовал как со своим зеркальным отражением. С учетом кривизны границы координаты отражений определялись из принципа инверсии относительно окружности (рисунок 1б). Здесь вихрь находится в точке Р, его отражение — в точке Р', а их расстояния до центра О окружности радиуса R_a связаны соотношением: $|\text{OP}| \cdot |\text{OP}'| = R_a^2$. На основании снимков сканирующей электронной микроскопии, полученных в работе [26], каждая антиточка была окружена аналогичной случаю «трещин» замкнутой цепочкой равноотстоящих нано-дефектов.

Для исследования вихревой динамики в импульсных магнитных полях были рассмотрены различные конфигурации переменного H . Сначала для качественной оценки отличий статического и динамического намагничивания были рассмотрены идеализированные прямоугольные импульсы и намагничивание, эквивалентное методу ZFC (рисунок 2а). Здесь и далее t_{MC} — время в шагах Монте-Карло. Затем было рассмотрено линейное намагничивание, а после — три разные формы импульсов, представленные на рисунке 2б. Для всех случаев каждые 10^4 шагов МК внешнее магнитное поле увеличивалось на некоторый инкремент ΔH . $t_{\text{MC}} = 10^4$ — наименьший временной промежуток, за который вихревая система достигала динамического равновесия. Общее время расчета составило от 10^6 до 10^7 шагов. Расчет нестационарных процессов в рамках метода Монте-Карло возможен благодаря эквивалентности среднего по ансамблю среднему по времени при большом количестве отсчетов: метод позволяет проследить за эволюцией системы в конечные состояния вихрей. При этом каждому шагу можно поставить в соответствие реальное время путем нормировки на эксперимент. Согласно проведенным оценкам, 10^6 шагов МК эквивалентны около 10^{-4} с, что соответствует характерным временам релаксации в ВТСП.

В третьей главе приведены результаты расчетов вольт-амперных характеристик образцов с тремя концентрациями точечных (нано-) дефектов n_{def} ($2,0 \cdot 10^{10}$ (n1), $4,0 \cdot 10^{10}$ (n2) и $1,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (n3)), содержащих разное количество наведенных деформациями «трещин» N_{crk} : от 0 до 1500. Из рассчитанных ВАХ были получены спадающие зависимости $j_c(N_{\text{crk}})$

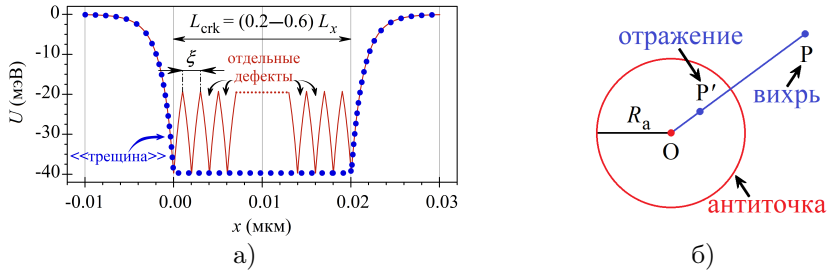


Рис. 1 — а) Энергетический потенциал «трещины»; б) Схема поиска координат отражения вихря от границы круглой антиточки.

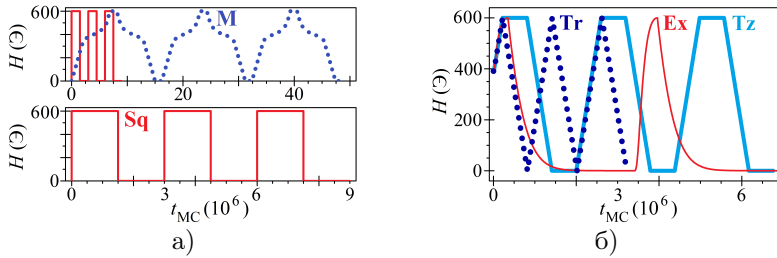


Рис. 2 — Временные профили магнитных импульсов: а) прямоугольные (Sq) в сравнении с медленным (M) намагничиванием; б) трапецеидальной (Tz), треугольной (Tr) и экспоненциальной (Ex) форм.

(рисунок 3а), демонстрирующие волнообразные особенности при $90 < N_{\text{crk}} < 360$ (показаны в масштабированной вставке). Оценка соответствия количества «трещин» реальной деформации как отношения площади, занимаемой «трещинами», к общей площади образца (как было предложено работе [27]) для случая $N_{\text{crk}} = 30$ составила 0,96–1,20 %. При такой деформации в расчетах j_c падала на 25–35 %.

Также для каждой ВАХ была рассчитана ее крутизна (параметр n -value) как $n = \ln(E/E_0)/\ln(j/j_c)$, где $E_0 = 1 \text{ мкВ} \cdot \text{см}^{-1}$. В пределах $N_{\text{crk}} \leq 450$ n -value ожидаемо падал с увеличением количества «трещин», однако резко начинал расти при более высоких N_{crk} . По аналогии с работой [28] была построена логарифмическая зависимость n от критического тока (рисунок 3б), где $I_c = L_x \delta j_c$, и показано, что данный рост связан с невозможностью применения степенного закона к описанию ВАХ при таких высоких N_{crk} , поскольку в этом случае происходит перекрытие потенциальных ям дефектов и «трещин», и пиннинг в образце теряет физический смысл. На рисунке 3б черная стрелка указывает на рассчитанный порог по критическому току, выше которого расчетные данные соответствуют эксперименту.

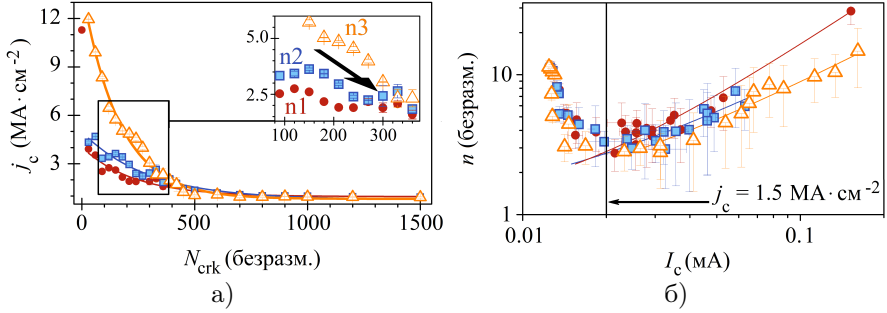


Рис. 3 — а) Зависимость критической плотности тока от количества «трещин» в образцах с разной концентрацией дефектов: $n1 - 2,0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $n2 - 4,0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $n3 - 1,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Черная стрелка указывает на точку, для которой на рисунке 4 приведена ВАХ;

б) Зависимость крутизны ВАХ от критического тока тех же образцов.

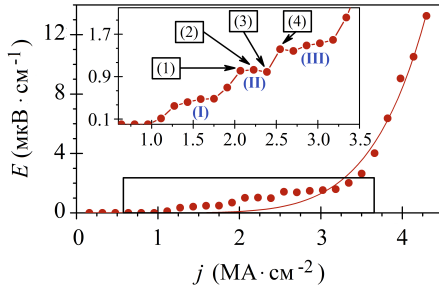


Рис. 4 — ВАХ образца $n2$ с 300 «трещинах» (из рисунка 3а). Цифры (1)–(4) обозначают точки, в которых получены вихревые конфигурации на рисунке 5. Цифры (I)–(III) нумеруют ступеньки на ВАХ.

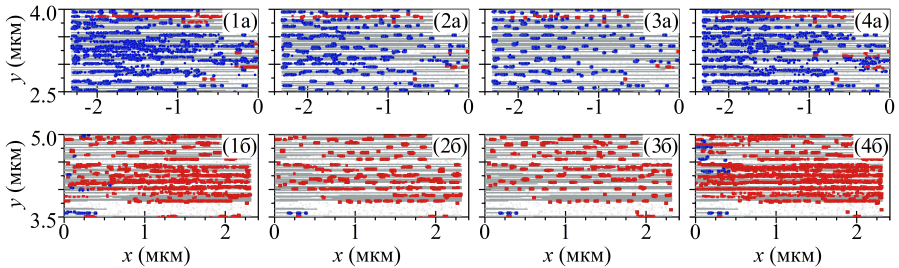


Рис. 5 — Усредненные вихревые картины образца из рисунка 4 в разных точках ВАХ (1)–(4). Изображения 1а–4а — участок образца с вихрями, 16–46 — с антивихрями. Серыми горизонтальными линиями показаны «трещины» не в масштабе с размерами образца.

Проведенный анализ показал, что волнообразный характер зависимостей на рисунке 3а было вызвано появлением ступенчатых особенностей на ВАХ. Во вставке на рисунке 3а черная стрелка указывает на точку, для которой приведена ВАХ на рисунке 4, демонстрирующая три ступеньки, обозначенные римскими цифрами (I)—(III). Для точек, пронумерованных от (1) до (4), были получены усредненные за время расчета вихревые конфигурации, приведенные на рисунке 5. В верхнем ряду (а) показаны участки левой половины образца (с вихрями), в нижнем — правой (с антивихрями). На рисунках (1а), (4а), (1б) и (4б) вихревая система находится в движении. Соответствующие этим изображениям точки (1) и (4) ВАХ на рисунке 4 находятся на участках роста напряженности электрического поля E в образце. В то же время изображения (2а), (3а), (2б) и (3б) демонстрируют практически «замороженную» вихревую систему. Соответствующие точки (2) и (3) ВАХ находятся на ступеньке (II), в которой E практически постоянно или несколько уменьшается с ростом j . Подобное переключение между «замораживанием» и «размораживанием» вихревой системы напоминает так называемый мэтчинг-эффект (эффект подстройки вихревой системы под массив пиннинга). Оценка среднего расстояния между областями локализации вихрей ($1,5-2,0\lambda$) и характерного расстояния между «трещинами» и дефектами ($1,5-1,7\lambda$) позволяет считать, что данные особенности вихревой системы на «трещинах» являются проявлением некоторого дробного мэтчинг-эффекта. Было предложено следующее объяснение наблюдаемым ступенькам: при некоторых величинах j в совокупности с определенными распределениями и концентрациями «трещин» и дефектов в вихревой системе возникали метастабильные состояния. «Замороженные» вихри сдерживали проникновение магнитного потока в образец и останавливали движение всей решетки. Затем с увеличением j сила Лоренца превышала межвихревое отталкивание, и решетка снова приходила в движение. Следует отметить, что в расчетах эффект «замораживания» вихрей наблюдался именно для диапазона $0 \leq N_{\text{срк}} \leq 420$, в котором, согласно приведенным выше оценкам, аппроксимация ВАХ степенной функцией справедлива. Рисунок 5 также позволяет заключить, что в деформированном образце основное движение вихрей происходит именно вдоль «трещин», которые, таким образом, выступают в роли каналов для движения магнитного потока и приводят к снижению эффективности пиннинга, а значит — и критического тока образца.

Четвертая глава посвящена влиянию антиточек на критический ток ВТСП и его устойчивость к магнитному полю. Представлены расчеты ВАХ образцов с разным содержанием антиточек радиусом R_a от 50 нм до 1 мкм при температуре 77 К в собственном поле транспортного тока. Полученные зависимости $j_c(R_a)$ для ВТСП с разной концентрацией нано-дефектов, приведенные на рисунке 6а (здесь N_a — количество антиточек в образце 15×15 мкм, $\lambda(T = 77 \text{ К}) = 0,36$ мкм), продемонстрировали

устойчивый рост вплоть до двукратного, и тем более резкий, чем выше N_a . На основании рассчитанных зависимостей n -value от R_a , рассуждений, проведенных по аналогии с предыдущей главой, а также оценки доли «целого» сверхпроводника (около 50 % или ниже) для радиусов, соответствующих крайним точкам зависимостей на рисунке 6а, был оценен порог применимости предложенной модели ВТСП с антиточками по максимальному радиусу: $R_{a,\max} = 1,4\lambda \approx 0,5 \text{ мкм}$.

Сравнение расчетных ВАХ для трех образцов с наличием или отсутствием нано-дефектов и/или антиточек (рисунок 6б) показал, что синергия двух типов пиннинга может привести к повышению j_c вплоть до 20 %. Усредненные вихревые конфигурации для таких образцов показали, что именно сочетание нано-дефектов и антиточек позволяет добиться максимально эффективного сдерживания вихревой решетки — за счет возможности закрепления нескольких вихрей на одной антиточке, а также благодаря сильному искривлению траекторий движения вихрей. Варьирование количества и радиуса антиточек приводило к эффективному сужению каналов движения вихрей, и дополнительное наличие точечных дефектов в промежутках между соседними антиточками приводило к эффективному запираанию магнитного потока в междефектных областях.

Расчеты ВАХ образцов с антиточками в магнитном поле показали, что способ их распределения по образцу также играет существенную роль в формировании критической плотности тока. Зависимости $j_c(H)$, рассчитанные для разных конфигураций антиточек фиксированного радиуса и концентрации, приведены на рисунке 7а. Среди пяти типов распределения квадратная решетка (S) антиточек показала наихудшую j_c при любой величине магнитного поля, а в сильных полях привела к потере до 60 % от первоначального критического тока. В то же время конформные массивы СТ и CS (предложенные в работе [29]) обеспечили наибольшую устойчивость j_c к магнитному полю (падение составило не более 25 %) за счет градиентной плотности распределения антиточек с наибольшей концентрацией вблизи границ. Анализ усредненных вихревых конфигураций образцов с одинаковым транспортным током в магнитном поле 250 Э (рисунок 7б) показал, что наличие конформных массивов антиточек снижает количество дендритоподобных траекторий движения вихревой решетки, что, в свою очередь, приводит к повышению j_c . Отмечено, что наличие «легких путей течения потока» неоднократно упоминалось в литературе, как и дендритные структуры проникновения вихрей в сверхпроводник, поэтому можно говорить о полученных результатах как о физических и качественно соответствующих эксперименту.

Пятая глава посвящена изучению динамики вихревой системы в ВТСП с различными структурами нано-дефектов под действием импульсного намагничивания. Проведены расчеты зависимостей средней индукции магнитного поля B_Φ внутри образцов от времени счета t_{MC} (именуемых

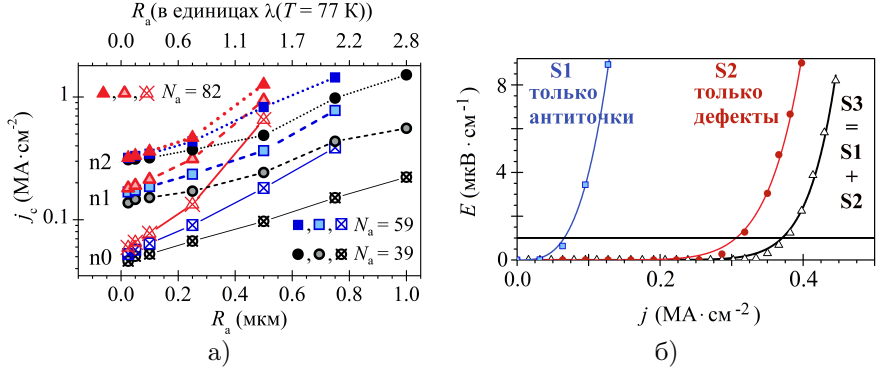


Рис. 6 — а) — Зависимости критической плотности тока от радиуса антиточек (треугольная решетка, образцы $15 \text{ мкм} \times 15 \text{ мкм}$) с разной концентрацией нано-дефектов ($n_0 - 0$, $n_1 - 2,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, $n_2 - 4,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$).

N_a — количество антиточек;

б) — набор ВАХ трех образцов (n_2 , $N_a = 39$, $R_a = 0,25 \text{ мкм}$).

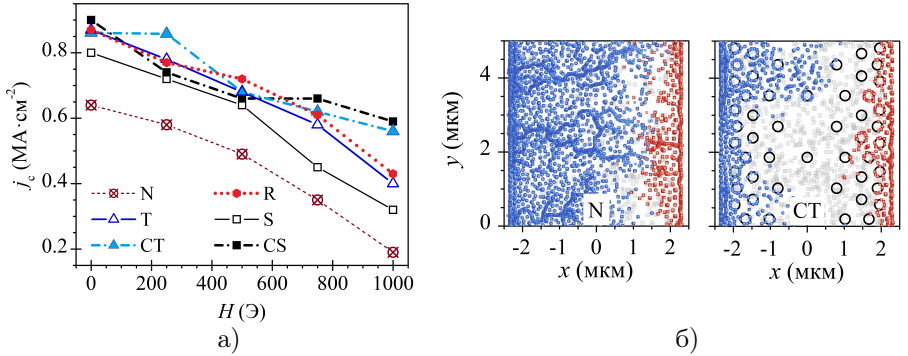


Рис. 7 — а) — Зависимости критической плотности тока от внешнего магнитного поля для разных типов распределений антиточек ($R_a = 0,25 \text{ мкм}$, $N_a \approx 50$) в образце $5 \times 5 \text{ мкм}$ с $n_{\text{def}} = 4,0 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ (N — без антиточек, R — случайное распределение, T — треугольная решетка, S — квадратная решетка, CT и CS — конформные отображения T и S, соответственно);

б) — усредненные вихревые конфигурации образцов N и CT с током плотностью $0,74 \text{ MA} \cdot \text{см}^{-2}$ в магнитном поле 250 Э .

также магнитными откликами), а также профилей распределения магнитного поля внутри образцов $\langle B_{\text{int}} \rangle_y(x)$, усредненных по оси y .

Показано, что отклик сверхпроводника на изменение внешнего магнитного поля напрямую зависит от концентрации пиннинга — особенно для треугольной решетки дефектов. Продемонстрировано проявление мэтчинг-эффекта при намагничивании прямоугольными импульсами: при соотношениях ζ между параметром треугольной решетки дефектов d_{def} и характерным расстоянием между вихрями d_{vort} (для данной амплитуды импульса), меньших единицы, магнитный поток оставался сконцентрированным на границе образца и вглубь не проникал. Напротив, при $\zeta > 2$ происходило быстрое намагничивание ВТСП. При промежуточных величинах этого параметра наблюдалось «ползучее» изменение магнитного поля внутри образцов с течением времени (рисунок 8, кривая ТЗ).

Продемонстрированы скачки потока, возникающие под действием импульсов различных форм и при любых временах нарастания (ΔH). При линейном намагничивании с разными инкрементами поля сильно дефектные образцы (Т1к и R1к, $n_{\text{def}} = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$) со случайным распределением (R1к) и треугольной решеткой (Т1к) дефектов продемонстрировали нелинейные отклики на внешнее поле (рисунок 9). Особенно это заметно для образца Т1к (изображение справа), магнитное поле в котором большую часть времени расчета (порядка $3 \cdot 10^6$ шагов) было малым, после чего наблюдался резкий (за время $\leq 10^6$ шагов МК) скачок большой амплитуды ($\approx 600 \text{ Э}$), и зависимость $B_{\text{ф}}(t_{\text{МС}})$ становилась линейной. Такие скачки наблюдались практически при одной и той же величине H (показано стрелкой на рисунке 9) независимо от времени нарастания поля.

Похожая закономерность $B_{\text{ф}}(t_{\text{МС}})$ проявлялась и под действием экспоненциальных импульсов. Было показано, что для малых n_{def} магнитные отклики практически повторяют форму намагничивающего импульса, тогда как образцы со средней и особенно высокой плотностью дефектов отклоняются от нее и демонстрируют скачки. Иными словами, поле насыщения (т. е. поле, при котором оказывается исчерпан весь потенциал пиннинга образца) растет с увеличением концентрации дефектов из-за накопления плотности вихрей у краев образца и возникновения приграничного потенциального барьера. При этом образцы со случайным пиннингом (например, R1к) продемонстрировали более высокие поля насыщения, чем образцы с треугольной решеткой дефектов (Т1к), но в меньших полях намагничивались более эффективно (рисунок 10). Усредненные вихревые конфигурации показали, что приграничный потенциальный барьер в этих образцах менее однороден, и это позволяет большему количеству вихрей проникнуть вглубь пластины при тех же полях (рисунок 11 слева). Кроме того, было продемонстрировано, что образцы R1к и Т1к улавливают практически одинаковое количество магнитного потока, если амплитуда импульса превышает поле насыщения образца Т1к. В этом случае разница

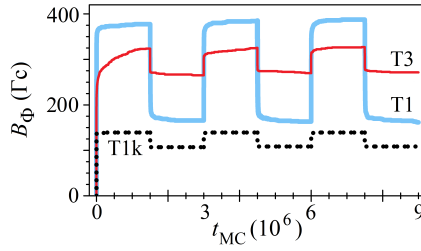
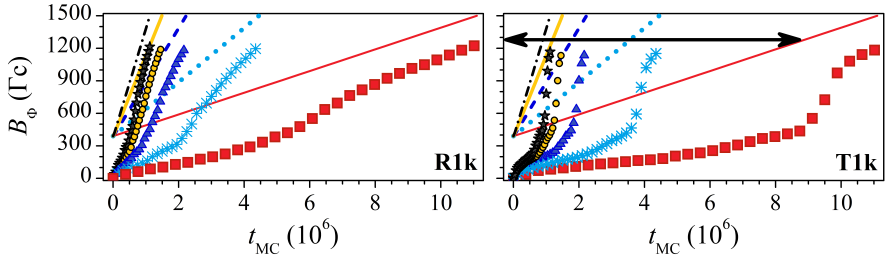


Рис. 8 — Магнитные отклики образцов с разным содержанием дефектов в треугольной решетке (T1 — $0,7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, T3 — $1,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, T1k — $4,0 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$) на прямоугольные импульсы амплитудой 600 Э.



$\Delta H (\text{Э} / 10^4 \text{ шагов МК})$

— 1.0 ■ 1.0 * 2.5 - - - - ▲ 5.0 — ● 7.5 - - - - ★ 10.0

Рис. 9 — Магнитные отклики образцов с $n_{\text{def}} = 4,0 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ (слева — случайное распределение (R), справа — треугольная решетка (T)) на линейное намагничивание до 1500 Э. Горизонтальная стрелка на правом рисунке указывает на пороговое H , при котором в образце T1k происходит скачок.

между ними проявляется только в равномерности распределения захваченного поля внутри образца (рисунок 11 справа).

Было показано, что температура влияет на относительную эффективность разных форм импульсов. При температуре выше 1 К (и при амплитудах, меньших полей насыщения конкретных образцов) появляется возможность последовательного намагничивания ВТСП путем приложения нескольких импульсов подряд (рисунок 12). Трапецидальные импульсы продемонстрировали наибольшую эффективность для намагничивания, а треугольные — наименьшую. Предположительно, причина отличий заключается в том, что трапецидальные импульсы обладают интервалами постоянного поля, в течение которых (особенно для первого импульса в серии) B_{ϕ} продолжает увеличиваться в обоих типах образцов при температурах 10 К и выше (что повторяет ситуацию с «ползучими» откликами на прямоугольные импульсы). Это происходит благодаря термоактивации вихрей и падению величины соотношения ζ , поэтому вихри получают возможность медленно продвигаться к центру образца через

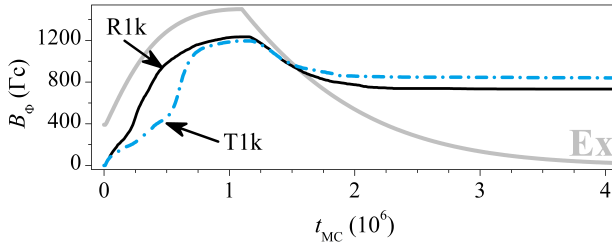


Рис. 10 — Магнитные отклики образцов из рисунка 9 на экспоненциальный (Ex) импульс амплитудой 1500 Э.

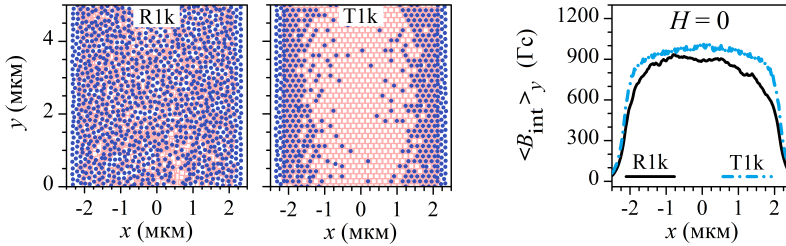


Рис. 11 — Мгновенные вихревые распределения (слева) образцов R1k и T1k в один и тот же момент времени (указанный стрелками на рисунке 10).

Профили результирующего захваченного поля (справа).

массив пиннинга. Экспоненциальный импульс также имеет относительно небольшой интервал, за который внешнее поле медленно достигает амплитудного значения и вихри также продолжают свое движение вглубь ВТСП, что делает эту форму импульса более эффективной, чем треугольная, не обладающая такими интервалами.

В расчетах также наблюдалась скачкообразная релаксация магнитного потока в образце T1k при 30 К (рисунок 13). Практически сразу после обращения внешнего поля в нуль вихри резко срывались с приграничных дефектов. Данные вихри находились ближе всего к поверхности образца и притягивались к ней сильнее, чем вихри в центре. Более того, последние оказывали нескомпенсированную силу отталкивания на приграничные вихри. При низких температурах выбранного в расчетах потенциала пиннинга ($\alpha = 0,05$ эВ) оказалось достаточно для нивелирования этих факторов и удержания вихрей на дефектах при $H = 0$. С повышением температуры, однако, амплитуда «тепловых колебаний» закрепленных вихрей сильно увеличивалась, и происходил срыв. Очень похожие отклики на магнитные импульсы со скачками потока при размагничивании наблюдались в работах [30; 31]. Также было показано, что скачки потока зависят от температуры: с ее повышением вместо одного массивного скачка начинают происходить множественные, менее амплитудные скачки, пороговое поле

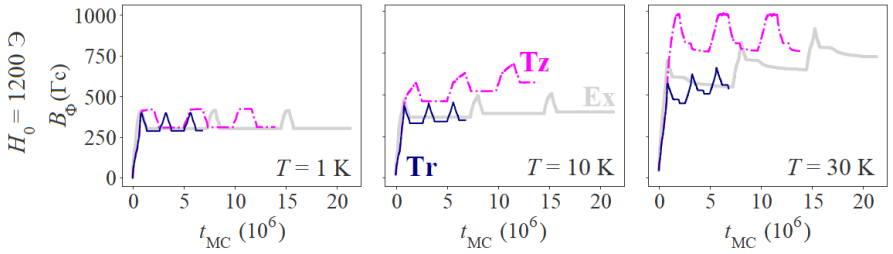


Рис. 12 — Магнитные отклики образца T1k на импульсы разных форм (Tr, Tz и Ex из рисунка 26) с амплитудой 1200 Э при трех температурах.

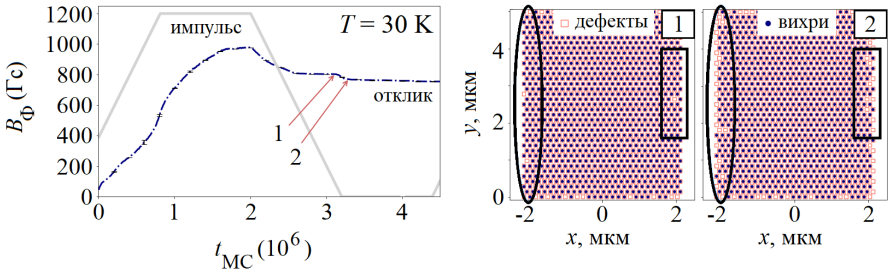


Рис. 13 — Одиночный трапецидальный импульс амплитудой 1200 Э и отклик образца T1k на него. Стрелками обозначены точки, в которых получены мгновенные конфигурации вихрей (справа).

которых снижается. Благодаря этому с повышением температуры становится возможным достичь большего захвата поля (теми же или меньшими амплитудами импульсов) (рисунок 12), несмотря на скачкообразную приграничную релаксацию.

В **заклЮчении** приведены основные результаты работы:

1. Разработана модель для расчета вольт-амперных характеристик и временных зависимостей захваченного поля слоистых ВТСП, содержащих произвольные конфигурации нано- и микроразмерных дефектов, а также находящихся под действием деформаций и в импульсных магнитных полях.
2. Установлено снижение критического тока и крутизны ВАХ с увеличением количества наведенных деформациями «трещин» (цепочек дислокаций на границах зерен) в результате появления дополнительных каналов движения вихрей. Впервые обнаружены ступенчатые особенности вольт-амперных характеристик деформированных образцов, соответствующие чередующемуся замораживанию и размораживанию вихрей.

3. Показано, что добавление в ВТСП микроразмерных дефектов (антиточек) приводит к росту критического тока, поскольку анти-точки вносят дополнительный механизм пиннинга в совокупности с нано-дефектами. Установлено, что конформные массивы анти-точек более эффективны для улучшения критического тока во внешнем магнитном поле и вне его, чем квадратная или треугольная решетки.
4. Найдены особенности проникновения потока в ВТСП с периодическим пиннингом под действием прямоугольных импульсов магнитного поля, обусловленные корреляциями между параметром решетки дефектов и характерным межвихревым расстоянием. Для импульсов с конечным временем нарастания показано скачкообразное проникновение потока, связанное с увеличением плотности вихрей на краях образца вплоть до пороговой величины поля.
5. Показано, что с ростом температуры пороговое поле скачков потока уменьшается. При 10 К и выше захваченное поле растет при последовательном приложении импульсов. Найдено, что при 30 К после окончания действия импульса вихри срываются с приграничных дефектов, и захваченное поле скачкообразно релаксирует.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. Thermal behavior of flux jumps and influence of pulse-shape on the trapped field during pulsed magnetization of a high-temperature superconductor / A. N. Moroz [et al.] // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2021. — Vol. 33, no. 35. — P. 355901. — (Scopus, WoS).
- A2. Modeling of vortex dynamics in HTSs with defects under the impact of pulsed magnetic field / A. N. Moroz [et al.] // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2021. — Vol. 33, no. 14. — P. 145902. — (Scopus, WoS).
- A3. A high-temperature superconductor under applied strain: vortex dynamics and critical current density / V. A. Kashurnikov [et al.] // Superconductor Science and Technology. — 2018. — Vol. 31, no. 11. — P. 115003. — (Scopus, WoS).
- A4. Influence of antidots on transport characteristics of HTSC / A. N. Moroz [et al.] // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2018. — Vol. 28, no. 4. — P. 8000705. — (Scopus, WoS).
- A5. Dynamic vortex states in high-temperature superconductors under pulsed magnetization / A. N. Moroz [et al.] // Physics of the Solid State. — 2020. — Vol. 62, no. 5. — P. 748—755. — (Scopus, WoS).

- A6. Vortex system dynamics upon pulsed magnetization of a HTS / A. N. Moroz [et al.] // Physics of Atomic Nuclei. — 2019. — Vol. 82, no. 11. — P. 1460—1465. — (Scopus, WoS, BAK).
- A7. Influence of antidots on the critical current density of HTSC in a magnetic field / A. N. Moroz [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2019. — Vol. 1238, no. 1. — P. 012015. — (Scopus).
- A8. Influence of strain on transport characteristics of HTSC / A. N. Moroz [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Vol. 941, no. 1. — P. 012074. — (Scopus).
- A9. *Свидетельство о гос. регистрации программы для ЭВМ. Расчет магнитных и транспортных свойств анизотропных высокотемпературных сверхпроводников [Текст] / В. А. Кашурников [и др.] ; Ф. государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ) (RU). — № 2018612552 ; заявл. 08.05.2018 ; опубл. 08.05.2018, 2018615514 (Рос. Федерация).*
- A10. Влияние пластических деформаций на транспортные характеристики ВТСП / А. Н. Мороз [и др.] // Ядерная физика и инжиниринг. — 2017. — Т. 8, № 2. — С. 168—172.

Список литературы

1. An overview of rotating machine systems with high-temperature bulk superconductors / D. Zhou [и др.] // Superconductor Science and Technology. — 2012. — Т. 25, № 10. — С. 103001.
2. Bulk superconductors: a roadmap to applications / J. H. Durrell [и др.] // Superconductor science and technology. — 2018. — Т. 31, № 10. — С. 103501.
3. *Nariki S., Teshima H., Morita M.* Development of high-performance QMG bulk magnets for high magnetic field engineering applications // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2016. — Т. 26, № 3. — С. 7200404.
4. *Ohsaki H., Terao Y., Sekino M.* Wind turbine generators using superconducting coils and bulks // Journal of Physics: Conference Series. Т. 234. — IOP Publishing. 2010. — С. 032043.
5. *Parizh M., Lvovsky Y., Sumption M.* Conductors for commercial MRI magnets beyond NbTi: requirements and challenges // Superconductor Science and Technology. — 2016. — Т. 30, № 1. — С. 014007.
6. *Bernstein P., Noudem J.* Superconducting magnetic levitation: principle, materials, physics and models // Superconductor Science and Technology. — 2020. — Т. 33, № 3. — С. 033001.

7. *Rossi L., Bottura L.* Superconducting magnets for particle accelerators // Reviews of accelerator science and technology. — 2012. — Т. 5. — С. 51–89.
8. Progress in production and performance of second generation (2G) HTS wire for practical applications / Y. Zhang [и др.] // IEEE Transactions on applied superconductivity. — 2014. — Т. 24, № 5. — С. 7500405.
9. High-current HTS cables: Status and actual development / W. H. Fietz [и др.] // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2016. — Т. 26, № 4. — С. 4800705.
10. HTS power devices and systems: Principles, characteristics, performance, and efficiency / J. X. Jin [и др.] // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2016. — Т. 26, № 7. — С. 3800526.
11. Effect of critical current spread on the noise performance of SQUID magnetometers: An experimental study / A. Vettoliere [и др.] // Physica C: Superconductivity and its Applications. — 2018. — Т. 555. — С. 35–38.
12. Targeted evolution of pinning landscapes for large superconducting critical currents / I. A. Sadovskyy [и др.] // Proceedings of the National Academy of Sciences. — 2019. — Т. 116, № 21. — С. 10291–10296.
13. Effect of the local defects induced by bending strain on the quench properties for YBCO tapes / J. Shi [и др.] // Cryogenics. — 2018. — Т. 90. — С. 52–55.
14. Higher trapped field over 5 T on HTSC bulk by modified pulse field magnetizing / H. Fujishiro [и др.] // Physica C: Superconductivity and its applications. — 2006. — Т. 445. — С. 334–338.
15. A trapped field of 17.6 T in melt-processed, bulk Gd-Ba-Cu-O reinforced with shrink-fit steel / J. H. Durrell [и др.] // Superconductor Science and Technology. — 2014. — Т. 27, № 8. — С. 082001.
16. *Kashurnikov V. A., Rudnev I. A., Zubin M. V.* Magnetization of layered high-temperature superconductors with defects: Monte Carlo simulation // Superconductor Science and Technology. — 2001. — Т. 14, № 9. — С. 695–698.
17. *Зюбин М. В., Руднев И. А., Кашурников В. А.* Упорядоченные состояния и структурные переходы в системе вихрей Абрикосова с периодическим пиннингом // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2003. — Т. 123, № 6. — С. 1212–1226.
18. *Одинцов Д. С., Руднев И. А., Кашурников В. А.* К вопросу о механизмах транспортных потерь в высокотемпературных сверхпроводниках // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2007. — Т. 132, № 1. — С. 287–289.

19. *Lawrence W. E., Doniach S.* // Proceedings of the 12th International Conference on Low Temperature Physics. — Academic Press of Japan, Kyoto. 1971. — C. 36.
20. Monte Carlo simulation of flux lattice melting in a model high- T_c superconductor / S. Ryu [и др.] // Physical Review Letters. — 1992. — T. 68, № 5. — C. 710–713.
21. *Doniach S., Ryu S., Kapitulnik A.* Vortex lattice melting, pinning and kinetics // Journal of Low Temperature Physics. — 1994. — T. 95, № 1/2. — C. 353–363.
22. Evidence for flux-lattice melting and a dimensional crossover in single-crystal $\text{Bi}_{2.15}\text{Sr}_{1.85}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ from muon spin rotation studies / S. Lee [и др.] // Physical Review Letters. — 1993. — T. 71, № 23. — C. 3862–3865.
23. Flux pinning in Bi-2212 single crystals with various oxygen contents / T. W. Li [и др.] // Physica C: Superconductivity and its Applications. — 1996. — T. 257, № 1/2. — C. 179–186.
24. *Schneider J. W., Schafroth S., Meier P. F.* Simulated flux-lattice melting and magnetic-field distributions in high- T_c superconductors // Physical Review B. — 1995. — T. 52, № 5. — C. 3790–3794.
25. The critical current density of grain boundary channels in polycrystalline HTS and LTS superconductors in magnetic fields / P. Sunwong [и др.] // Superconductor Science and Technology. — 2013. — T. 26, № 9. — C. 095006.
26. Influence of ultrashort laser drilling on magnetic and transport characteristics of HTS tapes / S. V. Pokrovskii [и др.] // Superconductor Science and Technology. — 2019. — T. 32, № 7. — C. 075008.
27. Distinct voltage–current characteristics of Nb_3Sn strands with dispersed and collective crack distributions / Y. Miyoshi [и др.] // Superconductor science and technology. — 2009. — T. 22, № 8. — C. 085009.
28. Analysis of the correlation between n-value and critical current in bent multifilamentary Bi2223 composite tape based on a damage evolution model / S. Ochiai [и др.] // Superconductor Science and Technology. — 2012. — T. 25, № 5. — C. 054016.
29. Strongly enhanced pinning of magnetic vortices in type-II superconductors by conformal crystal arrays / D. Ray [и др.] // Physical review letters. — 2013. — T. 110, № 26. — C. 267001.
30. Investigation of flux jumps during pulsed field magnetization in graphene-added MgB_2 bulks / K. Yokoyama [и др.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — T. 1559, № 1. — C. 012080.

31. Magnetic flux trapping and flux jumps in pulsed field magnetizing processes in REBCO and Mg-B bulk magnets / Т. Ока [и др.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Т. 1590, № 1. — С. 012025.

Мороз Анна Николаевна

Динамика вихревой решетки в высокотемпературных сверхпроводниках со
сложной геометрией пиннинга

Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук

Подписано в печать _____._____._____. Заказ № _____

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 100 экз.

Типография _____

