

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ

ФИЗИКО - ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР
им. Б.И. Веркина

На правах рукописи

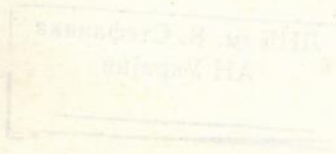
Балтага Иван Валериевич

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В ЖЕСТКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ**

01.04.22 - сверхпроводимость

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук



8.945



00376269 (X)

Диссертация является рукописью.
Работа выполнена в ИРЭ НАН Украины.

Научный руководитель – доктор физико-математических наук,
профессор Н.М. Макаров

Официальные оппоненты:

Доктор физ.-мат наук, профессор
Пашицкий Эрнест Анатольевич

Доктор физ-мат наук,
Рожавский Александр Семенович

Ведущая организация –

Харьковский Государственный Университет.

Защита состоится "26 декабря 1995 г. в 15 часов на заседании Специализированного совета К02.35.03 при Физико-техническом институте низких температур им. Веркина НАН Украины. (3100164 Харьков – 164, пр. Ленина, 47).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИНТ НАНУ

Автореферат разослан "24 ноября" 1995 г.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, с подписью, заверенной Гербовой печатью, просим направлять по адресу: 310164, г. Харьков – 164, пр. Ленина, 47, ФТИНТ НАН Украины, ученому секретарю Специализированного совета К02.35.03.

Ученый секретарь
Специализированного совета
доктор физико-математических наук

Сыркин Е.С.

ЛНБ ім. В. Стефаніка
АН України

06-35.017

В настоящей диссертации проведено исследование нелинейных электромагнитных свойств жестких сверхпроводников в критическом состоянии. Предсказан и исследован ряд электродинамических эффектов, связанных с нелинейностью уравнения критического состояния. Эти эффекты характерны для сверхпроводников в критическом состоянии и не имеют аналогов в других средах.

Актуальность темы диссертации. В настоящее время проблемы электродинамики жестких сверхпроводников находятся в центре внимания многих исследовательских групп. Имеется большое количество публикаций, посвященных различным аспектам данной тематики (см., например, обзор [1] и цитированную в нем литературу). Жесткие сверхпроводники характеризуются большим количеством дефектов и их электродинамические свойства в широком диапазоне полей и частот описываются моделью критического состояния [2]. С открытием высокотемпературной сверхпроводимости интерес к модели критического состояния существенно возрос, т.к. ВТСП-материалы являются жесткими сверхпроводниками. Уравнение критического состояния существенно нелинейно, причем нелинейность такого типа имеет место только в жестких сверхпроводниках и не встречается в других нелинейных средах. Ранее оно теоретически анализировалось только с точки зрения пределов его применимости и для различных технических расчетов. В то же время представляет несомненный интерес исследование физических эффектов, обусловленных уникальным видом уравнений электродинамики в таких системах. До сих пор остаются неизученными физические следствия даже простейшей из известных электродинамических моделей — модели критического состояния.

Цель данного исследования: теоретическое исследование нелинейных электродинамических свойств жестких сверхпроводников в критическом состоянии в рамках модели критического состояния. Для этого решались следующие задачи:

1. Изучение временной зависимости электрического поля $E(t)$ на поверхности жесткого сверхпроводника, находящегося в критическом состоянии. Учитывается зависимость критической плотности тока $j_c(B)$ от величины магнитного поля. Получение информации о связи характерных точек графика $E(t)$ с особенностями проникновения магнитного потока в образец. Анализ этих

особенностей дает возможность получать информацию о зависимости $j_c(B)$. Сравнение с данными эксперимента.

2. Изучение коллапса транспортного тока под воздействием радиоволны. Вычисление пороговой амплитуды радиоволны H_T , при которой образец переходит в резистивное состояние в зависимости от величины транспортного тока. Это вычисление проводилось для образцов цилиндрической и плоской геометрии. Сравнение с данными эксперимента.

3. Исследование коллапса кольцевого тока в системах без внешнего источника тока. Изучение релаксационных процессов, сопровождающих коллапс. Получение данных о временах релаксации.

4. Исследование процесса перехода образца с транспортным током в резистивное состояние. Образец находится в переменном магнитном поле. Исследование зависимости поверхностного импеданса жесткого сверхпроводника от величины транспортного тока I .

Научное и практическое значение диссертационной работы. В настоящей работе проанализированы физические следствия модели критического состояния. Предсказан эффект коллапса транспортного тока в образцах жестких сверхпроводников. Предложена теоретическая интерпретация наблюдаемого в эксперименте максимума зависимости поверхностного сопротивления от тока. Проведенные исследования послужили основой бесконтактных методов измерения параметров жестких сверхпроводников.

Уровень реализации исследования: все основные результаты диссертации послужили основой для экспериментов в лаборатории Фишера (ВЭИ) и Кириченко (ИРЭ НАНУ).

Апробация работы. Результаты настоящей работы докладывались на следующих конференциях: XXVI Всесоюзном совещании по физике низких температур (Донецк 1990); 3 Всесоюзном совещании по ВТСП (Харьков 1991); на конференции "Сверхпроводимость и ее приложения" (Баффоло 1991); на Четырнадцатой международной конференции по криогенной технике и материалам (Киев 1992); на юбилейной научной конференции, посвященной 40-летию физического факультета (Львов 1993); на международной осенней школе для молодых ученых "Физика твердого тела: Теория и приложения" (Ужгород 1994); на Четвертой международной конференции "Материалы и меха-

низмы высокотемпературной сверхпроводимости" (Гренобль 1994).

Личный вклад диссертанта в разработку научных результатов. Все основные результаты совместных исследований получены автором диссертации лично.

Методология. Основные результаты диссертации получены методами теоретической физики.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Получено выражение для электрического поля $E(t)$ на поверхности сверхпроводника при произвольном виде зависимости критической плотности тока от величины магнитного поля. Предложен простой бесконтактный метод определения параметров критического состояния, основанный на измерении поля $E(t)$ в функции величины постоянного и амплитуды переменного магнитных полей.

2. Предсказано новое нелинейное явление коллапса транспортного тока под воздействием радиоволны. Установлено, что с ростом амплитуды радиоволны происходит смещение и сжатие области протекания транспортного тока. Когда амплитуда радиоволны достигает критического значения H_c , образец переходит в резистивное состояние.

3. Показано, что в системах без внешнего источника тока коллапс циркулярного тока сопровождается релаксационными процессами. Если величина кольцевого тока I меньше критического значения I_c , то коллапс осуществляется в два этапа. На первом этапе с ростом амплитуды внешнего поля кольцевой ток I перемещается из приповерхностной области в глубь образца. На этом этапе величина тока I остается практически неизменной. На втором этапе ток I уменьшается за счет диссипативных процессов. Время релаксации тока на втором этапе коллапса зависит от частоты ω внешнего сигнала.

4. Предложена теоретическая интерпретация наблюдаемого в экспериментах максимума в зависимости поверхностного сопротивления жесткого сверхпроводника от величины транспортного тока в окрестности $I \approx I_c$. Показано, что этот эффект связан со специфическим нелинейным механизмом подавления экранирующей способности сверхпроводника при его переходе в резистивное состояние.

Все перечисленные результаты получены впервые, что определяет научную новизну работы.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 6-и печатных статьях, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем работы. Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы, включающего 71 наименование. Полный объем составляет 130 страниц, включая 19 рисунков.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дана кратко информация об объекте исследований, обоснована актуальность темы проведенных исследований, указаны цели и задачи исследований, описана структура диссертации. Приведены основные положения, выносимые на защиту. Приведен список основных конференций, совещаний и семинаров, на которых докладывались результаты настоящей работы.

В первой главе изучен отклик жестких сверхпроводников на радиоволну конечной амплитуды в присутствии внешнего постоянного магнитного поля H_0 . Вычислена зависимость от времени электрического поля $E(t)$ на поверхности образца как функционал зависимости $j_c(B)$. Это дает возможность, сравнивая теоретические и экспериментальные данные, получать информацию о магнитополевой зависимости критической плотности тока.

График $E(t)$ имеет ряд характерных особенностей, наличие которых обусловлено специфическим видом уравнения критического состояния. В главе изучена динамика таких особенностей при изменении величины постоянного и амплитуды переменного магнитного поля. Вследствие сильной магнитополевой зависимости критической плотности тока, наличие поля H_0 существенно влияет на проникновение переменного магнитного поля в образец и, следовательно, на вид функции $E(t)$. Таким образом, изменяя величину H_0 , можно управлять особенностями графика $E(t)$.

Ввиду громоздкости, выражение для функции $E(t)$ здесь приведено не будет. Расчет показывает, что форма кривой $E(t)$ и, очевидно, положение характерных особенностей определяется безразмерной амплитудой $h_m = \mu H_m / B^*$, безразмерным постоянным полем $h_0 = \mu H_0 / B^*$ и параметром образца $\alpha = 4\pi j_0 R / c B^*$, где R — радиус образца, j_0 — критическая плотность тока в отсутствие магнитного поля, μ — эффективная магнитная проницаемость, B^* — характерный масштаб изменения функции $j_c(B)$, а c — скорость света. Графики зависимости $E(t)$ в отсутствие внеш-

него поля H_0 представлены на Рис. 1. При численных расчетах было использовано конкретное выражение для функции $j_c(B)$:

$$j_c(B) = \frac{j_0}{1 + |B/B'|^{3/2}}, \quad (1)$$

хорошо описывающее зависимость критической плотности тока от величины магнитного поля в керамиках с межгранулярными контактами эллиптического типа [4].

При достаточно малых амплитудах график зависимости $E(t)$ имеет хорошо известную биновскую форму (кривая 1, Рис. 1). С увеличением амплитуды H_m на графике $E(t)$ возникают новые экстремумы (точка А, Рис. 1). Численный расчет показывает, что для цилиндра эта особенность имеет вид ступеньки при $H_{m1} = 2,1B^*/\mu$. Заметим, что эта особенность связана с обращением магнитного поля на поверхности в нуль. Когда магнитный поток проникает в весь объем образца (величина H_m превышает поле проникновения H_p), на графике $E(t)$ возникает точка перегиба, где вторая производная меняет знак (точка В, Рис. 1). При дальнейшем увеличении амплитуды H_m , форма кривой $E(t)$ меняется не существенно.

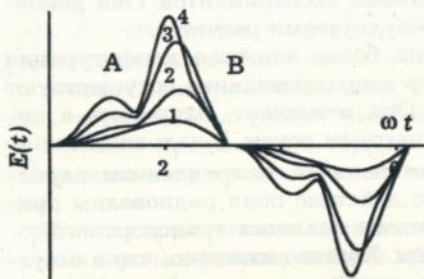


Рис. 1. Зависимость электрического поля $E(t)$ при $h_0=0$ и различных амплитудах радиоволны h_m : $h_m=0,5$ — линия 1, $h_m=2$ линия 2, $h_m=3$ линия 3, $h_m=4$ линия 4; $h_p=3,1$ $\alpha=10$

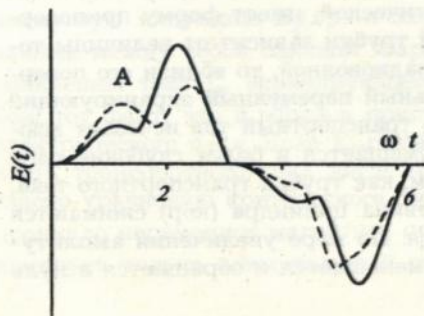


Рис. 2. Зависимость электрического поля $E(t)$ при значениях $h_m=3$ и $\alpha=10$ в случаях отсутствия (сплошная линия)

Рассмотрим поведение электрического поля, когда присутствует внешнее постоянное поле H_0 . На Рис. 2 представлены для сравнения кривые с $H_0=0$ и $H_0 \neq 0$ при фиксированном значении H_m . Положение экстремумов (точка А) смещается к большим значениям ωt на первом полупериоде и к меньшим на втором.

Сравнение результатов теоретических расчетов с данными проведенных экспериментов позволило предложить простой бесконтактный метод определения важнейших параметров ВТСП систем: j_0 , μ и B^* . Измерив величины $H_{m,1}$, H_p и электрического поля в максимуме $E_{\max}^{\text{эк}}$ можно рассчитать значения μ , j_0 и B^*

$$j_0 = (H_p c / 4\pi R) \left(1 + 2 / \sqrt{2,1 H_p / H_{m,1}} \right)^{3/2}$$

$$\mu = E_{\max}^{\text{эк}} / E_{\max}^{\text{те}} (H_0 = 0, B^* = H_{m,1} / 2,1) \quad (2)$$

$$B^* = \mu H_{m,1} / 2,1$$

Здесь величина $E_{\max}^{\text{эк}}$ представляет собой измеряемое значение электрического поля в максимуме при $H_m = H_{m,1}$ и $H_0 = 0$, а величина $E_{\max}^{\text{те}}$ расчетное значение при той же амплитуде и фиксированном значении B^* / μ .

В главе также приведены данные экспериментов. Они демонстрируют хорошее сходство с результатами расчетов.

Во второй главе рассмотрена более сложная конфигурация электромагнитного поля, когда в сверхпроводнике сосуществуют токи различных направлений. Она возникает, например, в цилиндрическом образце с транспортным током I , находящемся во внешнем переменном магнитном поле \vec{H} , направленном параллельно току I . Оказывается, что действие поля радиоволны приводит к весьма необычному явлению коллапса транспортного тока, который состоит в следующем. Хорошо известно, что в отсутствие переменного поля область протекания транспортного тока, величина которого меньше критической, имеет форму приповерхностной трубки. Толщина этой трубки зависит от величины тока I . Если образец облучается радиоволной, то вблизи его поверхности возбуждается азимутальный переменный экранирующий ток. При этом оказывается, что транспортный ток исчезает всюду, куда проникла волна. Он смещается в более глубокие слои сверхпроводника. Таким образом, как трубка транспортного тока, так и свободная от него сердцевина цилиндра (кор) сжимаются под действием переменного поля. По мере увеличения амплитуды радиоволны диаметр кора уменьшается и обращается в нуль

при некоторой пороговой амплитуде $H_c(I)$. При дальнейшем увеличении амплитуды волны сверхпроводник переходит в резистивное состояние. Примечательно, что коллапс происходит в бессиловой конфигурации, когда магнитное поле волны параллельно транспортному току и на первый взгляд кажется, что переменное магнитное поле не может существенно повлиять на распределение продольного тока по сечению образца. В данной главе описан коллапс в образцах цилиндрической и плоской геометрии в режиме заданного тока I . Вычислена и проанализирована величина пороговой амплитуды H_c переменного сигнала в зависимости от тока I . Здесь же описаны эксперименты, подтверждающие существование предсказанного эффекта.

Физические причины коллапса транспортного тока связаны с особенностями критического состояния. Рассмотрим цилиндрический образец жесткого сверхпроводника в переменном магнитном поле, направленном вдоль оси цилиндра (оси z). Его электромагнитные свойства описываются уравнением критического состояния [2]:

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} j_c(B) \frac{\vec{E}}{E}. \quad (3)$$

Здесь \vec{B} – магнитная индукция, \vec{E} – электрическое поле, $j_c(B)$ – критическая плотность тока. Вектор плотности тока \vec{j} сонаправлен вектору электрического поля. Если электрическое поле равно нулю, то вектор плотности тока направлен также, как в последний момент предыстории образца. В тех областях, где электрическое поле отсутствовало во все времена, плотность тока равна нулю.

Модели критического состояния (3) соответствует следующая картина проникновения поля в образец. Переменное магнитное поле $H(t)$ возбуждает в объеме сверхпроводника переменную магнитную индукцию $B_z(x,t)$ и электрическое поле $E_\varphi(x,t)$, связанные между собой законом Фарадея. Поле $E_\varphi(x,t)$ приводит к появлению тока j_φ , экранирующего поле $H(t)$. Чрезвычайно важен тот факт, что в образце присутствует только φ -компонента электрического поля. Поле E_z равно нулю до тех пор, пока плотность транспортного тока нигде не превышает j_c . Поэтому, согласно уравнению критического состояния, во всей области, куда проникло переменное магнитное поле и где имеется поле E_φ , существует только азимутальный ток $j_\varphi = j_c$. Это означает, что

транспортный ток, протекавший в этой области в отсутствие переменного поля $H(t)$, вытесняется в более глубокие слои сверхпроводника. Сжатие транспортного тока происходит до тех пор, пока амплитуда внешнего поля H_m не достигнет порогового значения H_t , при котором плотность тока j_z в середине образца становится отличной от нуля. При $H_m > H_t$ модуль результирующей плотности тока превышает критическое значение j_c , и образец переходит в резистивное состояние. Возникшее при этом продольное электрическое поле E_z приводит к тому, что транспортный ток начинает течь по всему сечению образца.

С помощью модели критического состояния несложно вычислить зависимость пороговой амплитуды H_t от величины транспортного тока. В главе проведен расчет для образцов цилиндрической и плоской геометрии. Приведем асимптотические выражения для зависимости $H_t(I)$ при малых и больших токах для цилиндрического образца

$$H_t = \begin{cases} H_p - (4\pi / c) \left(\frac{I}{\pi j_c(0)} \right)^{1/2} j_c(H_p), & I \ll I_c, \\ \frac{2}{Rc} (I - I_c), & I_c - I \ll I_c. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь H_p — амплитуда радиоволны, при которой магнитный поток проникает в весь объем образца в отсутствие транспортного тока, I_c — максимально возможный бездиссипативный транспортный ток, R — радиус образца. Типичный график зависимости для цилиндрического образца представлен на Рис. 3.

В третьей главе изучается динамика развития коллапса циркулярного тока и сопровождающих его релаксационных процессов с ростом амплитуды радиоволны в системах без внешнего источника тока — в сверхпроводящих кольцах. Динамика развития коллапса в кольцах представляется принципиально иной. В режиме заданного транспортного тока финальная стадия коллапса состояла в переходе образца в резистивное состояние. Здесь же сжатие должно сопровождаться необратимыми релаксационными процессами. Если изначально индуцированный в кольце ток меньше своего критического значения I_c , то его коллапс происходит в два этапа. Сначала с ростом амплитуды радиоволны H_m циркулярный ток, практически не изменяясь по своей величине, меняет область своего протекания — сжимается к осевой линии кольца. После того, как циркулярный ток захва-

тывает всю сердцевину образца, рост амплитуды H_m сопровождается сильной диссипацией циркулярного тока, поскольку "отодвигаться" ему уже некуда. Ясно, что от величины изначально возбужденного в кольце тока зависит только начало второй стадии коллапса.

В диссертации изучена зависимость магнитного момента кольца M от амплитуды радиоволны H_m при различных начальных значениях циркулярного тока в кольце. Очевидно, что для тонкого кольца магнитный момент M пропорционален току I . В диссертации приведены результаты эксперимента (авторами эксперимента являются Фишер Л.М, Ильин Н.В. и Волошин И.Ф.), который проводился для проверки теоретических заключений о динамике магнитного момента. На Рис. 4 представлены экспериментальные графики зависимостей $M(H_m)$ при различных значениях начального тока. Кривая 1 представляет собой запись зависимости $M(H_m)$ в ситуации, когда в кольцо был изначально введен максимально возможный бездиссипативный циркулярный ток $I=I_c$. Переменное поле радиоволны приводит к исчезновению циркулярного тока из той части образца, куда оно проникает. Поскольку все сечение кольца изначально занято циркулярным током с предельно допустимой плотностью j_c , исчезающий из области проникновения радиосигнала ток должен полностью продиссипировать. Эксперимент показывает, что такой процесс

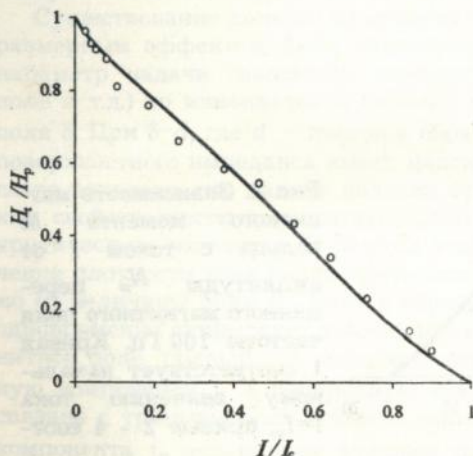


Рис. 3. Зависимость пороговой амплитуды H_t от величины транспортного тока I в цилиндрическом образце. Сплошная линия — результат численного расчета, о — данные эксперимента

осуществляется за довольно продолжительный отрезок времени порядка нескольких сотен секунд. Вид кривой $M(H_m)$ в точности совпадает с кривой $I(H_t)$ на Рис. 3, т.е. зависимость $M(H_m)$ повторяет зависимость обратную $H_t(I)$. Это связано с тем, что при любом значении H_m реализуется распределение токов, когда током занято все сечение образца, соответствующие $H_m = H_t$.

Если изначально индуцированный в кольце ток I меньше критического значения I_c , магнитный момент кольца уменьшается с увеличением амплитуды H_m так, как показано на кривых 2 - 4, Рис. 4. При небольших амплитудах H_m магнитный момент кольца практически не изменяется. Когда график $M(H_m)$ выходит на кривую 1, магнитный момент убывает значительно. На этом этапе график $M(H_m)$ независимо от начального значения циркулярного тока повторяет кривую 1 на Рис. 4.

Таким образом, плато на кривых 2 - 4 соответствует первому этапу коллапса, а кривая 1 и совпадающие с ней участки кривых 2 - 4 соответствуют второму этапу. В главе предложена модель, описывающая релаксационные процессы при коллапсе. Оценены времена релаксации на обоих этапах коллапса.

На первом этапе коллапса циркулярный ток в области, куда проникло переменное магнитное поле релаксирует за время τ :

$$\tau \sim \frac{R \ln(a/R)}{\omega a} \ll 2\pi/\omega. \quad (6)$$

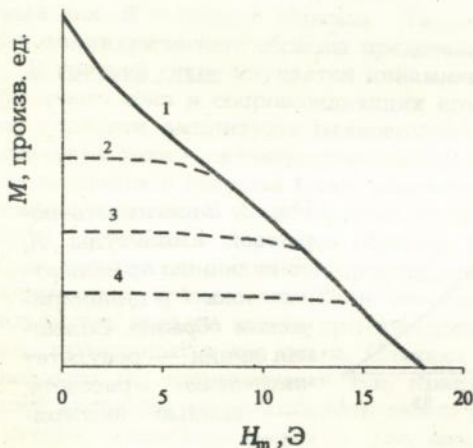


Рис. 4. Зависимость магнитного момента M кольца с током I от амплитуды H_m переменного магнитного поля частоты 100 Гц. Кривая 1 соответствует начальному значению тока $I = I_c$, кривые 2 - 4 соот-

Здесь R — радиус поперечного сечения кольца, a — радиус осевой линии ($R \ll a$), ω — частота радиоволны. В главе показано, что на этом этапе циркулярный ток практически не затухает, отношение энергии Q , продиссипировавшей на первом этапе коллапса к полной энергии тока по порядку величины есть R/a .

Второй этап коллапса не может быть описан одним временем релаксации. Вначале ток убывает линейно за время $\tau_1 \sim \omega^{-1} \ln(a/R)$. По истечении большого по сравнению с τ_1 промежутка времени закон убывания становится степенным. Характерное время этого процесса не зависит от частоты. Эти результаты совпадают с описанными в главе данными эксперимента.

В четвертой главе теоретически изучен еще один нелинейный эффект, обусловленный взаимодействием транспортного тока с радиоволной. Изучена зависимость поверхностного импеданса Z жесткого сверхпроводника в критическом состоянии от величины транспортного тока I . При значениях тока I , меньших критического тока I_c , при котором образец переходит в резистивное состояние, поведение функции $Z(I)$ связано с зависимостью критической плотности тока от собственного магнитного поля тока I . Когда образец переходит в резистивное состояние (при $I > I_c$), происходит резкое увеличение импеданса. Действительная часть поверхностного импеданса имеет максимум в окрестности $I = I_c$.

Существование данного максимума связано с так называемым размерным эффектом. Если изменяется какой-либо физический параметр задачи (например температура, внешнее магнитное поле и т.д.) то изменяется и глубина проникновения магнитного поля δ . При $\delta \sim d$, где d — толщина образца, действительная часть поверхностного импеданса имеет максимум (см., например, [4]). В главе показано, что данное явление есть результат специфических свойств жестких сверхпроводников, описываемых моделью критического состояния. В рамках этой модели абсолютное значение плотности тока равно критическому значению j_c независимо от величины поля E . Если в образце (например, в цилиндре) одновременно существует транспортный ток I и переменное магнитное поле, полный ток содержит две компоненты — продольную компоненту j_z и поперечную компоненту j_ϕ . Компонента j_z связана с транспортным током и направлена вдоль оси образца, компонента j_ϕ экранирует внешнее поле радиоволны. В отсутствие продольного электрического поля эти токи существуют в

различных областях образца, и абсолютное значение их плотностей равно j_c , глубина проникновения δ при этом мала. При переходе образца в резистивное состояние возникает продольное электрическое поле E_z . В таком случае пространственное распределение токов радикально меняется. В результате происходит смешивание обеих компонент тока во всей области, где существует переменное магнитное поле. При этом направление плотности тока \vec{j} совпадает с направлением вектора электрического поля \vec{E} : $\vec{j} = j_c \vec{E}/E$. Так, при больших значениях E_z полный ток сориентирован практически вдоль оси образца. По этой причине имеет место резкое ослабление экранирующих токов и увеличение глубины проникновения радиоволны. В условиях, когда глубина проникновения переменного сигнала сравнима с толщиной образца, поверхностный импеданс имеет максимум. Это имеет место при $I \approx I_c$.

Согласно описанной выше картине, выражение для поверхностного импеданса Z имеет вид:

$$Z(I) = \begin{cases} \frac{2 \mu \omega H_m}{3\pi c j_c(I)} (1 - 3\pi i/4) & I < I_c, \\ \frac{4\pi\mu\omega\delta}{c^2} \frac{J_1(iR/\delta)}{J_0(iR/\delta)} & I > I_c. \end{cases} \quad (7)$$

Здесь $j_c(I)$ — критическая плотность тока в функции магнитного поля транспортного тока, ω — частота радиоволны, μ — эффективная магнитная проницаемость, R — радиус образца, J_1 и J_0 функции Бесселя, а $\delta = \delta(I, \omega)$ — эффективная глубина проникновения магнитного поля. Величина δ быстро растет с увеличением тока I . В главе показано, что функция $Z(I)$ имеет максимум при токах, несколько больших I_c .

В заключительном разделе сформулированы основные выводы диссертации.

Список литературы, цитированной в автореферате:

1. Blatter G., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M. Vortices in high-temperature superconductors //Rev. Mod. Phys. — 1994. — **66**, № 4. — P. 1125-1388
2. Bean C.P. Magnetization of hard superconductors //Phys.Rev.Lett. — 1962. — **8**, № 6 — P. 250-253
3. L.M. Fisher et. al Effect of microstructure on the magnetic field dependence of the local critical current density in YBaCuO su-

perconductors //Phys.Rev. B. —1992 — 46, № 17. — P. 10986-10996.

4. Fisher H. and Kao Y.H. Direct determination of skin depth by a radiofrequency size effect //Solid State Commun. — 1969. — 7, No 2. — P.245 - 277

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Baltaga I.V., Makarov N.M., Yampol'skii V.A., Fisher L.M., Il'in N.V., Voloshin I.F. Collapse of superconducting current in high- T_c ceramics in alternating magnetic field //Phys.Lett.A. — 1990. — 148, № 3,4. — P. 213-216
2. Baltaga I.V., Makarov N.M., Yampol'skii V.A., Borisovskii V.V., Fisher L.M., Il'in N.V., Voloshin I.F. Collapse of critical current in high- T_c ring //AIP Conference Proceedings. Superconductivity and its Applications Buffalo, NY. — 1991. — P.153-160
3. Baltaga I.V., Makarov N.M., Yampol'skii V.A., Fisher L.M., Il'in N.V., Voloshin I.F. Nonlinear Interaction of transport current with electromagnetic wave in high- T_c ceramics //Physica.C. — 1992. — 197, P. 161-166
4. Балтага І.В., Ільєнко К.В., Голубничая Г.В., Кириченко А.Я., Максимчук І.Г. Отклик высокотемпературных сверхпроводников на электромагнитный сигнал конечной амплитуды в присутствии постоянного магнитного поля //ФНТ. — 1993. — 19, № 9. — С. 987-994
5. Baltaga I.V., Golubnichaya G.V., Kirichenko A.Ya., Maksimchuk I.G. Response of HTSC ceramics to the electromagnetic signal in presence of dc magnetic field //Physica C. — 1994. — 235- 240.
6. Baltaga I.V., Makarov N.M., Yampol'skii V.A., Fisher L.M., Il'in N.V., Voloshin I.F. Collapse of transport current in hard superconductors //ФНТ — 1995 — 21, № 4. — С. 411- 420

ЛНБ ім. В. Стефаника
АН України

Baltaga I.V. "Electrodinamic phenomena"

АВ 33.614

The thesis for obtaining the Candidate degree of science, physics and mathematics, speciality 01.04.22 – superconductivity, Institute for Low Temperature Physics and Engineering, Kharkov, Ukraine, 1995.

The 6 scientific works are defended, where the physical sequences of the critical state model are analyzed. The simple contactless method for measuring the critical state model parameters is proposed. The new nonlinear phenomenon of the collapse of a transport current cord in a radio wave is predicted and studied. It is shown that in the hard superconductor ring the collapse of circular current is accompanied by the complete relaxation processes. The theoretical interpretation of experimental maximum in the dependence of surface resistance on transport current is given. The maximum takes place in the region $I \approx I_c$ where the sample transits to the resistive state.

Keywords: superconductivity, critical state, nonlinearity

Балтага І.В. "Електромагнітні явища у жорстких надпровідниках".

Дисертація на здобуття вченого ступеню кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.22 – Фізико технічний інститут низьких температур, Харків, 1995.

Захищається 5 наукових робіт де вивчено фізичні посліди моделі критичного стану. Вивчено часова залежність електричного лану $E(t)$ на поверхні зразка як функціонал залежності критичної густини струму. Вивчені релаксійні процеси, які супроводжують колапс кільцевого струму у надпровідячих кільцях. Дана теоретична інтерпретація експериментального максимуму у залежності поверхнього опротивлення від транспортного струму. Цій максимум має місто в окресності $I \approx I_c$, де зразок переходить до резистивного стану.

Ключові слова: надпровідність, критичний стан нелінійність.

Научное издание

БАЛТАГА ИВАН ВАЛЕРИЕВИЧ

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В ЖЕСТКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ**

Подписано в печать 21.11.95. Формат 60x84/16.

Бумага офс. Печать офс. Уч.-печ. л. 10.

Тираж 100 экз. Зак. 36. Бесплатно