

На правах рукописи

ЕРМОЛАЕВ Юрий Сергеевич

**ЛЕВИТАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА
ОБЪЕМНЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ
СВЕРХПРОВОДНИКОВ**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Автор:

Москва 2010

Работа выполнена в
Национальном исследовательском ядерном университете
«МИФИ».

- Научный руководитель: кандидат физико-математических наук,
доцент, Руднев Игорь Анатольевич
- Официальные
оппоненты: доктор технических наук,
Ковалев Константин Львович,
Московский авиационный институт
(государственный технический университет)
- кандидат физико-математических наук,
Применко Алексей Эдуардович,
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова, Физический факультет
- Ведущая организация: Институт сверхпроводимости и физики
твердого тела РНЦ «Курчатовский институт»

Защита состоится «19» мая 2010 г. в 16 часов 30 минут
на заседании диссертационного совета Д 212.130.04 в НИЯУ «МИФИ»
по адресу: 115409, Москва, Каширское шоссе, д. 31.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЯУ «МИФИ».

Автореферат разослан «05» апреля 2010 г.

Просим принять участие в работе совета или прислать отзыв в одном эк-
земпляре, заверенный печатью организации, по адресу НИЯУ «МИФИ».

Ученый секретарь диссертационного совета
НИЯУ «МИФИ», д.ф.-м.н., профессор

И.И. Чернов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы.

Большинство магнитных систем подчиняется известной теореме Эрншоу, которая заключается в том, что совокупность зарядов с потенциалом взаимодействия вида $\sim 1/r$ (r – расстояние между зарядами) является статически неустойчивой. Теорема Эрншоу была расширена Браунбеком, где было доказано, что устойчивый статический магнитный подвес невозможен для материалов с относительной магнитной проницаемостью $\mu > 1$, но возможен для материалов с $\mu < 1$.

Теорема Эрншоу обосновывает невозможность создания бесконтактных подвесов на основе ферромагнитных материалов. Существуют способы, позволяющие избежать следствий данной теоремы. К ним относятся использование методов добавления устойчивости и использование систем, не подчиняющихся теореме Эрншоу. Основным способом создания устойчивости в исходно неустойчивых магнитных системах и практически единственным способом надежного бесконтактного подвеса массивных макроскопических объектов являются системы с активными обратными связями. Однако эксплуатация таких систем существенно затратна, а их КПД далеко не идеален. Также существуют некоторые другие методы создания бесконтактных подвесов, но они обладают рядом недостатков по сравнению с системами с активными обратными связями (связанных, главным образом, с проблемами надежности подвеса и ограничениями на массу подвешенного объекта), в связи с чем не получили широкого распространения.

Не подчиняются теореме Эрншоу системы с диамагнитными материалами, к которым относятся материалы со слабым молекулярным диамагнетизмом и, что важно, сверхпроводящие материалы (как I-го, так и II-го рода). Так, система, состоящая из магнита, который является источником неоднородного магнитного поля, и сверхпроводника II-го рода с жестким пиннингом, обладает рядом характерных свойств, не присущих другим магнитным системам. Одна из таких особенностей состоит в том, что магнит и сверхпроводник могут образовывать устойчивую стабильную систему. Силу, с которой взаимодействуют магнит и сверхпроводник, согласно устоявшейся в литературе терминологии, будем называть силой левитации. Стабильность левитации подразумевает, что при смещении магнита из положения равновесия возникают силы, возвращающие его обратно. Если эти силы преодолеть, то магнит перемещается в новое устойчивое положение равновесия. При перемещении магнита вверх сверхпроводник стремится вверх за магнитом так, что расстояние между магнитом и сверхпроводником остается почти неизменным. То есть магнит

«сцеплен» со сверхпроводником. Магнит цилиндрической формы с цилиндрически симметричным магнитным полем может свободно вращаться вокруг оси симметрии.

Этими необычными свойствами обусловлен ряд применений, в которых подвесы или подшипники на основе сверхпроводников II-го рода обладают лучшими характеристиками и меньшей эксплуатационной стоимостью, чем их традиционные аналоги.

Кроме того, на основе измерения характеристик взаимодействия сверхпроводящих образцов с неоднородным магнитным полем можно разработать простые научно обоснованные методы тестирования сверхпроводящих образцов (в том числе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП)), которые представляют практический интерес, т.к. традиционные методы тестирования, такие как регистрация критического тока, намагниченности, а также измерение динамических параметров требуют относительно больших затрат времени и специальных аппаратных средств. Первые работы, проведенные в этом направлении, показали принципиальную возможность определения критического тока и других параметров сверхпроводника из силы взаимодействия между сверхпроводником и магнитом.

Таким образом, данные о взаимодействии сверхпроводника и источника неоднородного магнитного поля, определение основных параметров этого взаимодействия являются актуальными и представляют значительный научный и прикладной интерес.

Целью работы явилось установление физических закономерностей взаимодействия сверхпроводника с постоянным магнитом, определение влияния параметров сверхпроводника, магнита и внешних условий на силу взаимодействия.

Для выполнения поставленной цели решены следующие задачи:

- Разработана и изготовлена универсальная автоматизированная экспериментальная установка, предназначенная для измерения статических и динамических характеристик силы взаимодействия образца и магнита.
- Получены подробные экспериментальные данные по статическим и динамическим зависимостям силы взаимодействия образца и магнита в различных режимах охлаждения и в различных конфигурациях магнит-сверхпроводник.
- Получены данные о влиянии сверхпроводящих и геометрических параметров образца на силу взаимодействия сверхпроводника с магнитом.

- Получены экспериментальные данные, характеризующих влияние внешнего переменного магнитного поля на силу взаимодействия магнит-сверхпроводник.
- Обобщены и обсуждены экспериментальные результаты на основе сравнения экспериментальных и расчетных данных.
- Получены из измеренной силы левитации характеристики сверхпроводника.

Научная новизна работы.

- Разработан и изготовлен оригинальный автоматизированный экспериментальный стенд, предназначенный для измерения силы взаимодействия между сверхпроводящим образцом и постоянным магнитом в различных режимах охлаждения в зависимости от времени и взаимного положения магнита и сверхпроводника.
- Получены комплексные экспериментальные данные, выявляющие как основные закономерности формирования силы взаимодействия сверхпроводника с магнитом, так и характер зависимости силы взаимодействия от свойств сверхпроводника, в частности, от плотности критического тока сверхпроводника и его толщины.
- Впервые обнаружен эффект подавления силы взаимодействия сверхпроводника с неоднородным магнитным полем при добавлении слабого поперечного переменного магнитного поля.
- Впервые развиты и применены методы определения значений плотности критического тока, вольтамперной характеристики, петли намагниченности из результатов измерений силы взаимодействия сверхпроводника с магнитом.

Научная и практическая ценность. Результаты диссертационной работы могут быть использованы при конструировании и расчете бесконтактных подвесов и подшипников на основе сверхпроводящих материалов, в том числе для оптимизации массогабаритных характеристик таких подшипников и для обеспечения безопасного функционирования этих устройств в условиях воздействия внешних переменных электромагнитных полей, а также для бесконтактного измерения характеристик сверхпроводящих образцов.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Разработанная методика измерения силы взаимодействия сверхпроводника и магнита.
2. Экспериментальные результаты по выявлению закономерностей формирования статических и динамических свойств силы взаимодействия сверхпроводника с магнитом в различных условиях охлаждения.

3. Результаты экспериментов, определяющие характер влияния физических параметров сверхпроводника на силу взаимодействия сверхпроводника с магнитом.
4. Результаты измерений силы взаимодействия сверхпроводника с магнитом в присутствии поперечного переменного магнитного поля, свидетельствующие о том, что слабое магнитное поле подавляет силу взаимодействия сверхпроводника и магнита.
5. Разработанные физические принципы и методы определения критического тока, намагниченности и вольтамперных характеристик сверхпроводника по измеренной силе взаимодействия его с магнитом.

Достоверность научных положений, результатов и выводов. Достоверность экспериментальных данных подтверждена совпадением измеренной силы взаимодействия между двумя постоянными магнитами с аналитическим расчетом таковой. Достоверность расчетов подтверждается совпадением в предельных случаях с известными аналитическими методами расчета. Часть полученных результатов согласуется с результатами других авторов.

Личный вклад соискателя. Все результаты, представленные в работе, получены соискателем лично, либо в соавторстве при его непосредственной участии.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, выводов и библиографии. Работа изложена на 115 страницах, содержит 46 рисунков, 4 таблицы и список цитируемой литературы из 108 наименований.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях: научных конференциях ИСФТТ РНЦ «Курчатовский институт» в 2004, 2005, 2006 и 2007 годах; научных сессиях МИФИ в 2002, 2004, 2005, 2006 и 2007 годах; 5-й международной конференции «Электротехнические материалы и компоненты» (сентябрь 2004 г., г. Алушта); 1-й и 2-й международных конференциях «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» (октябрь 2004 г., октябрь 2006 г., г. Звенигород); 7th and 8th European Conference on Applied Superconductivity (11-15 September 2005, Vienna – Austria; 17-20 September 2007, Brussels – Belgium); XXXIV совещании по физике низких температур (НТ-34; 26-29 сентября 2006 г.).

Публикации. По теме диссертационной работы опубликованы 26 печатных работ, в том числе 5 статей в журналах, рекомендованных ВАК, и 2 статьи в иностранных журналах.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, сформулирована цель работы, указана научная новизна и практическая ценность, изложены основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава уделена литературному обзору по магнитным бесконтактным подвесам. Приведено сравнение технических и экономических характеристик различных типов подшипников, краткие описания методик измерения силы взаимодействия сверхпроводника с источником магнитного поля и основные методы расчета силы взаимодействия. Обсуждены литературные экспериментальные данные о силе взаимодействия и их корреляции с расчетами. Отмечено, что, несмотря на относительно большое число экспериментальных и теоретических работ, ряд вопросов все еще не достаточно исследованы.

Вторая глава посвящена основным экспериментальным данным по силе взаимодействия сверхпроводника с постоянным магнитом.

Приведено описание автоматизированного стенда, разработанного и собранного для измерения силы взаимодействия сверхпроводника с источником неоднородного магнитного поля. Стенд состоит из двух основных частей: механической, которая принудительно перемещает сверхпроводник относительно магнита по заданной программе в соответствии с режимом измерения, и измерительной, которая измеряет вертикальную компоненту силы, действующей между магнитом и сверхпроводником. Механическая часть приводится в движение шаговыми двигателями через червячные передачи. Управление стендом и сбор данных производится при помощи компьютера.

На рис. 1 приведено относительное расположение сверхпроводника и магнита при измерениях, введены основные обозначения.

Основные характеристики измерительного стенда: чувствительность измерения силы $1 \cdot 10^{-2}$ Н, погрешность измерения силы 3%, доступно дискретное перемещение в вертикальном и горизонтальном направлении, шаг перемещения до 0,25 мм, минимальное доступное расстояние по вертикали $z_0 = 2$ мм.

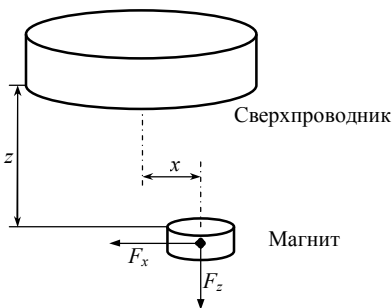


Рис. 1. Относительное расположение сверхпроводника и магнита при измерениях. Характерные расстояния: z – расстояние по вертикали, x – межосевое расстояние. Компоненты силы, действующей на магнит со стороны сверхпроводника: F_z – вертикальная, F_x – горизонтальная.

Измерения проводились на образцах плавленно-текстурированной керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, поскольку этот материал является одним из наиболее перспективных для левитационных применений. В качестве источника магнитного поля использовались Nd-Fe-B магниты с остаточной индукцией около $B_{rem} = 1,2$ Тл. Всего сила взаимодействия промерена на 36 образцах.

Приведены характерные полученные зависимости силы F_z от расстояния по вертикали между образцом и магнитом z . Обсуждены характерные свойства этих зависимостей: рост отталкивающей силы F_z с уменьшением расстояния z , наличие области с притягивающей силой F_z , гистерезисный характер зависимости. Показано, что большое значение имеет величина приложенного поля в объеме сверхпроводника при охлаждении его ниже критической температуры. В частности, при охлаждении сверхпроводника ниже критической температуры в присутствии магнитного поля (вблизи магнита, *field cooled* (FC), см. рис. 2) при некотором промежуточном расстоянии z наблюдается значительная притягивающая сила. При величине z меньше нескольких миллиметров сила остается отталкивающей.

Также приведены характерные зависимости силы взаимодействия F_z от расстояния x между осями симметрии сверхпроводника и магнита. Показано, что с уменьшением расстояния между сверхпроводником и магнитом наблюдается рост силы F_z и гистерезисный характер зависимости $F_z(x)$. В режиме охлаждения сверхпроводника в магнитном поле на зависимости $F_z(x)$ существует область с притягивающей силой F_z (или со значительным минимумом на отталкивающей силе – см. рис. 3).

Наблюдалась релаксация силы взаимодействия (спад силы при посто-

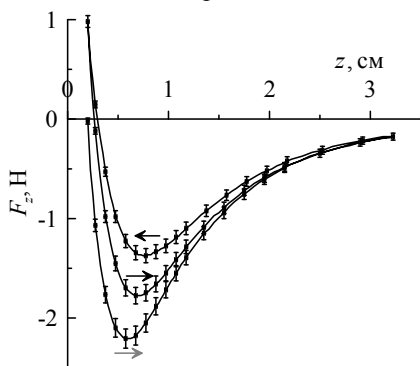


Рис. 2. Типичная экспериментальная зависимость силы взаимодействия от расстояния по вертикали z , режим FC. Стрелками показано направление изменения расстояния z .

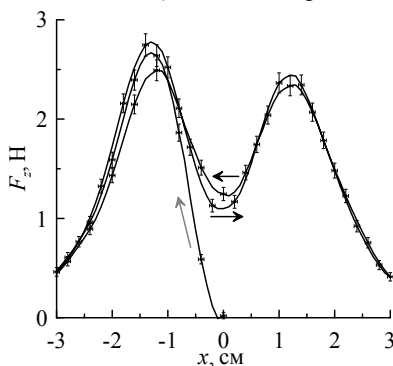


Рис. 3. Типичная экспериментальная зависимость силы от межосевого расстояния x , режим FC, $z = 2$ мм. Стрелками показано направление изменения расстояния x .

янном расстоянии между образцом и магнитом, т.е. постоянном приложенном поле). Кроме известной релаксации со спадом силы, наблюдалось, что при релаксации сила может расти. Предварительный рост приложенного поля приводит к уменьшению силы в ходе релаксации, предварительное уменьшение приложенного поля наоборот – дает рост силы. Обнаружено, что на крупных образцах возникает эффект остановки релаксации, т.е. после 1,5-2 минут релаксации сила переставала изменяться (с точностью до чувствительности датчика силы), причем на небольших образцах релаксация силы происходила неопределенно долго.

Обнаружено изменение предельной силы (соответствующей минимальному расстоянию z) в ходе большого количества циклов увеличения и последующего уменьшения приложенного поля (т.е. уменьшения/увеличения расстояния z). Установлено, что сила F_z уменьшается с ростом количества циклов N , и это уменьшение хорошо описывается функцией вида (в режиме охлаждения без магнитного поля): $F_z(N) = F_1 \cdot N^{-\tau} + F_\infty$, где $F_1 + F_\infty$ – максимальная сила за первый цикл, F_∞ – максимальная сила (за цикл) после большого количества циклов, τ – коэффициент, характеризующий скорость спада силы. В режиме охлаждения в магнитном поле предельная сила также сильно изменяется, сначала быстро увеличивается, затем уменьшается.

Приведены экспериментальные данные по взаимосвязи силы взаимодействия F_z с плотностью критического тока j_c . Полученные экспериментальные данные позволяют сделать следующие предположения. При маленьком расстоянии z , по-видимому, имеется линейный рост силы с ростом критического тока. При некотором большом z зависимость слабее, чем линейная. Обсуждение этих данных и сопоставление с расчетом приведено в главе 3.

Приведены данные по зависимости силы от толщины массива сверхпроводников. Толщина изменялась путем варьирования количества образцов N в массиве. Обнаружено, что в режиме охлаждения сверхпроводника ниже критической температуры в отсутствии магнитного поля (далеко от магнита, *zero field cooled (ZFC)*) при количестве образцов $N \leq 2$ сила F_z с ростом N изменяется примерно линейно, а при $N > 3$ практически не зависит от N . Аналогичные данные получены в режиме *FC*, следует отметить, что при $N > 2$ сила F_z от N практически не зависит. Сравнение экспериментальных данных с расчетными данными и обсуждение приведено в главе 3.

Обнаружен эффект подавления силы взаимодействия образца с магнитом в переменных ортогональных магнитных полях. Дополнительное магнитное поле, ортогональное полю постоянного магнита, создавалось медным соленоидом. Измерения проводились на образцах с диаметром 14 мм и толщиной 2 мм. Максимальное поле магнита в объеме образца

составляло 0,27 Тл. На рис. 4 показана релаксация силы, на фоне которой воздействовали импульсами дополнительного поля амплитудой 0,105 Тл и длительностью около 1 с. Явно виден значительный спад силы в момент этих воздействий. Так, спад силы после первого импульса составляет 25%. При последующих воздействиях импульсов дополнительного поля величина спада силы уменьшается, и после большого количества импульсов дополнительного поля сила перестает изменяться. Установлено, что величина спада силы пропорциональна амплитуде импульса. Продолжительное воздействие переменным дополнительным полем также приводит к значительному спаду силы взаимодействия, причем после воздействия релаксация силы прекращается или заметно ослабевает.

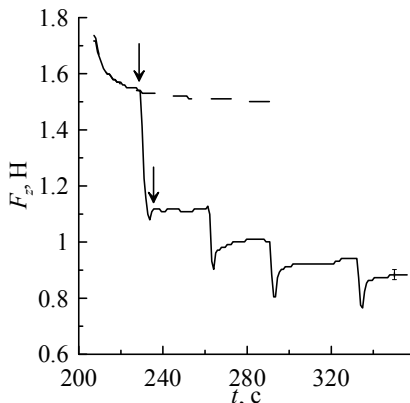


Рис. 4. Подавление силы F_z при воздействии слабым переменным дополнительным полем, ортогональным основному (линия). Стрелками показаны начало и конец первого импульса. Для сравнения показана обычная релаксация силы (пунктирная линия).

Для технических расчетов величины подавления силы взаимодействия (полученной после большого количества воздействий переменным ортогональным полем) можно ограничиться простой моделью, в соответствии с которой токи, возникающие при экранировании дополнительного поля, подавляют уже имеющиеся токи (возникшие при экранировании основного поля и образующие силу). Следует отметить, что образец находился в насыщенном состоянии, т.е. не мог экранировать дальнейшего роста магнитного поля. Кроме того, при экранировании дополнительного поля возникают токи в кристаллографическом направлении c , критический ток в котором значительно меньше такового в направлении a - b (на коэффициент анизотропии $\gamma \approx 10$). В результате этого для экранирования даже небольшого дополнительного поля требуется сравнительно большая толщина, что в сочетании с эффектом подавления уже имеющихся токов приводит к значительному подавлению силы.

Третья глава посвящена обсуждению полученных экспериментальных данных. Приведено описание алгоритма расчета силы взаимодействия, сопоставление экспериментальных данных с расчетом, расчет силы в зависимости от ряда параметров системы сверхпроводник-магнит.

Суть метода численного вычисления силы левитации, который описан в ряде работ, состоит в расчете силы взаимодействия поля постоянного

магнита с индуцированными в сверхпроводнике токами. Сверхпроводник можно представить в виде совокупности токов, а именно, Мейсснеровских токов и токов вихрей Абрикосова. Чтобы не рассматривать динамику вихрей Абрикосова воспользуемся моделью критического состояния, которая с приемлемой точностью позволяет моделировать магнитные свойства сверхпроводников с жестким хаотическим пиннингом, а именно – моделью Бина. Модель Бина постулирует, что ток, текущий по сверхпроводнику, ограничен величиной критического тока j_c :

$$|j| \leq j_c,$$

и не рассматривает зависимость величины j_c от внешних параметров.

Сила взаимодействия токов с магнитным полем на единицу объема дается выражением:

$$\mathbf{f} = \mathbf{j} \times \mathbf{B},$$

где \mathbf{j} – плотность тока, \mathbf{B} – индукция магнитного поля. Полная сила получается после интегрирования по всему объему сверхпроводника ω :

$$\mathbf{F} = \int \mathbf{f} \, dV = \int \mathbf{j} \times \mathbf{B} \, dV.$$

Таким образом, расчет силы \mathbf{F} взаимодействия сверхпроводника с постоянным магнитом сводится к расчету токов \mathbf{j} в объеме сверхпроводника.

Рассмотрены цилиндрические и соосные магнит и сверхпроводник. В случае цилиндрической симметрии задача значительно упрощается, поскольку задача становится двухмерной, а часть компонент векторов будут нулевыми.

Суммарное магнитное поле связано с векторным потенциалом соотношением: $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$. Материальный закон взят в виде $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$. Из уравнения Максвелла с калибровкой Кулона $\text{div } \mathbf{A} = 0$ следует:

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{j}. \quad (1)$$

При этом использовано граничное условие: $A|_{r \rightarrow \infty} = 0$. Магнит задан токами J_m , которые текут по его боковой поверхности и могут быть рассчитаны из остаточной индукции B_{rem} .

Моделирование сверхпроводника в рамках модели Бина осуществляется специальным алгоритмом (*front-tracking* алгоритм), который находит как изменяется граница между областями с токами 0 , $+j_c$, $-j_c$ на каждом шаге по времени. В этом алгоритме сверхпроводник разделяется на два типа областей, определенных следующим образом: область ω_1 , в которой токи j и векторный потенциал A сохраняются с предыдущего шага по времени, и область ω_2 , в которой токи ограничены величиной j_c , а векторный потенциал связан с токами через уравнение (1). Определения областей ω_1 и ω_2 задают дополнительные условия на токи и векторный потенциал, при этом токи на границе этих областей не фиксированы и могут быть рассчитаны для заданных ω_1 и ω_2 . Сначала считается, что области ω_1 принадле-

жит весь сверхпроводник. Далее, производится расчет токов j на границе между ω_1 и ω_2 , и те области, где полученные токи j превысили критический ток j_c , переводится из области ω_1 в область ω_2 . Так получаем новые области ω_1 и ω_2 . Процедура пересчета ω_1 и ω_2 повторяется до тех пор, пока есть токи, превышающих критический ток.

Начальные условия при охлаждении без магнитного поля (*ZFC*) имеют вид: $A|_{t=0} = 0$ и $j|_{t=0} = 0$.

Указанные уравнения с граничными условиями, начальными условиями, и *front-tracking* алгоритмом позволяют найти токи в сверхпроводнике.

Сравнение описанного метода расчета с экспериментом показало приемлемое количественное совпадение. Небольшое расхождение можно объяснить грубостью модели Бина, которая не учитывает зависимости критического тока от индукции поля, неоднородностью образца. Вместе с силой взаимодействия может быть рассчитан ряд промежуточных величин, а именно – пространственных распределений магнитного поля, токов в сверхпроводнике, плотности силы. Приведен пример расчета указанных величин. Кроме того, при переходе в несимметричную прямоугольную систему координат появляется возможность рассчитывать продольные системы, причем вместе с вертикальной компонентой силы F_z может быть рассчитана горизонтальная компонента силы F_x .

Показано, что сила взаимодействия зависит от плотности критического тока и получен вид зависимости, показанный на рис. 5: линейный рост и выход на константу F_M , соответствующую эффекту Мейсснера. Проведено сравнение расчетной и экспериментальной зависимостей $F_z(j_c)$. Для этого для серии образцов были измерены j_c методом захваченного поля и F_z . Получено хорошее количественное совпадение (рис. 6), что свидетельствует о применимости расчета.

Проведены расчеты, демонстрирующие влияние размеров сверхпроводника и магнита на силу взаимодействия между ними. Характер влияния размеров на силу определяется следующими факторами. Поле магнита сильно неоднородно, и его максимум находится вблизи магнита. Размеры магнита влияют на величину и конфигурацию его поля. Параметры сверхпроводника влияют на то, на сколько он попадает в область пространства с максимумом приложенного поля и его градиента.

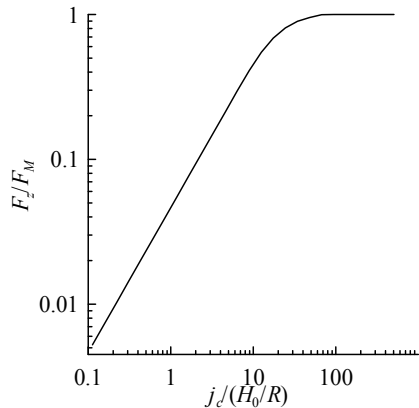


Рис. 5. Рассчитанная зависимость силы взаимодействия F_z от плотности критического тока.

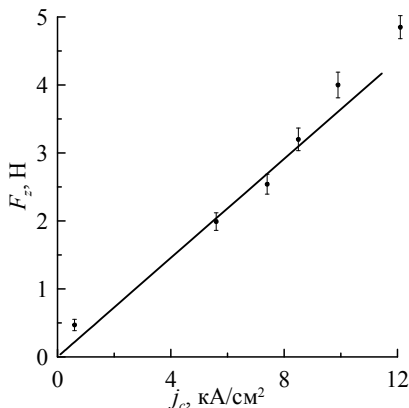


Рис. 6. Зависимость силы взаимодействия от плотности критического тока: сравнение экспериментальных (точки) и расчетных данных (линия).

Получены следующие зависимости. С ростом толщины сверхпроводника (рис. 7) сила взаимодействия линейно растет и выходит на константу. С ростом радиуса сверхпроводника (рис. 8) сила взаимодействия сначала растет, затем при небольшом превышении радиуса магнита выходит на максимум, и при дальнейшем росте радиуса сверхпроводника выходит на константу. Рост толщины магнита приводит к плавному росту его поля к максимальному значению, что в свою очередь приводит к плавному росту силы взаимодействия к некоторой константе. Рост радиуса магнита существенно влияет на пространственное распределение его поля, что дает максимум на силе взаимодействия при радиусе магнита, близком к радиусу сверхпроводника.

Подробно исследовано формирование силы взаимодействия в многообразовом случае, когда изменение количества образцов дает изменение толщины массива образцов. Обнаружена неаддитивность силы взаимодействия, т.е. что сила взаимодействия массива образцов с магнитом не

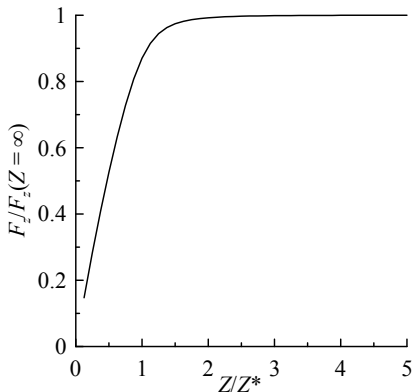


Рис. 7. Рассчитанная зависимость силы взаимодействия F_z от толщины Z образца, Z^* – толщина, необходимая для экранировки приложенного поля, примерно равная H_0/j_c .

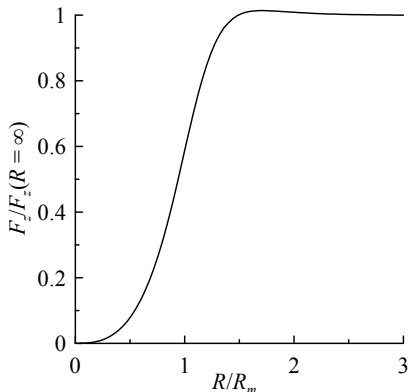


Рис. 8. Рассчитанная зависимость силы взаимодействия F_z от радиуса R сверхпроводящего образца, R_m – радиус магнита.

является простой суммой сил взаимодействия с магнитом каждого образца по отдельности. На рис. 9 показана зависимость силы, полученная в режиме *ZFC* после подвода сверхпроводника к магниту до 2 мТл, от количества образцов N в массиве образцов. Получен близкий к линейному рост силы при $N \leq 2$ и выход на константу при $N > 3$.

Проведен расчет силы от массива образцов из предположения аддитивности, а именно, сила от массива образцов посчитана как сумма сил от каждого образца в отдельности:

$$F_z(N, z = z_0) = \sum_{i=0}^{N-1} F_z(z_0 + Z \cdot i), \quad (2)$$

где $F_z(z_0 + Z \cdot i)$ – сила взаимодействия на начальном подводе сверхпроводника к магниту, $z_0 + Z \cdot i$ – расстояние по вертикали между образцом и магнитом, взятое с учетом положения образца в массиве. Полученный результат (см. рис. 9) совпадает с экспериментальными данными при $N \leq 2$ и значительно расходится при $N > 2$. Это означает, что формула (2) в общем виде не применима. Таким образом, при расчете индуцированных токов надо принимать во внимание экранировку поля дальних от магнита образцов ближними образцами. Действительно, расчет методом конечных элементов, который учитывает такую экранировку, дал хорошее совпадение с экспериментом (см. рис. 9).

На рис. 10 представлено объемное распределение токов внутри сверхпроводящих образцов при увеличении их числа N , полученное в результате расчета методом конечных элементов. Один образец (рис. 10, а): почти во всем образце течет критический ток, кроме небольшой области в середине, образец не экранирует поле. Семь образцов (рис. 10, б): видно, что основная часть токов сосредоточена в первом образце и в радиальной части остальных образцов; основной вклад в силу взаимодействия дают два первых образца в сверхпроводящем блоке; добавление $N + 1$ -го (следующего) образца приводит к изменению распределения токов только в N -ом образце, причем в сторону уменьшения вклада N -го образца в силу взаимодействия.

На рис. 10, в представлены распределения, полученные для еди-

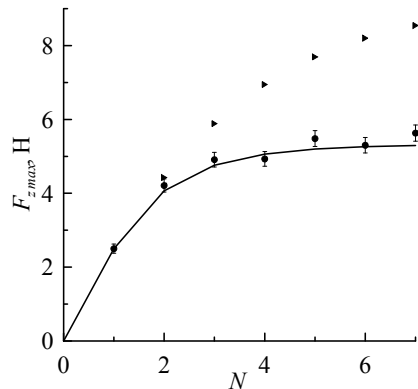


Рис. 9. Зависимость силы взаимодействия от количества образцов в массиве: ● – эксперимент, ▶ – расчет из предположения аддитивности, линия – расчет с учетом взаимной экранировки.

ничных образцов без учета экранировки. Как отчетливо видно, распределения токов на рис. 10, б и в различаются, что соответствует разнице в силе примерно в 1,5 раза.

Анализ разницы между цельным образцом и слоистым массивом образцов показывает, что объем, занятый токами у цельного образца (см. рис. 10, в) и у слоистого массива образцов (см. рис. 10, з) примерно одинаков. Разницу составляют только зазоры между образцами и экранирующий ток вдоль этих зазоров. Сила взаимодействия от слоеного сверхпроводящего блока незначительно меньше, чем от цельного (4,78 Н и 4,68 Н соответственно, разница в 2%). То есть, в данном случае, появление зазоров между различными частями массива образцов несущественно сказывается на конечной силе F_z .

Обнаружено влияние величины приложенного поля на силу взаимодействия F_z . Расчет показал, что при некотором малом приложенном поле H_0 его величина дает квадратичный вклад в силу F_z , а при некотором большом H_0 оно дает линейный вклад в F_z .

При исследовании влияния на силу взаимодействия пространственного

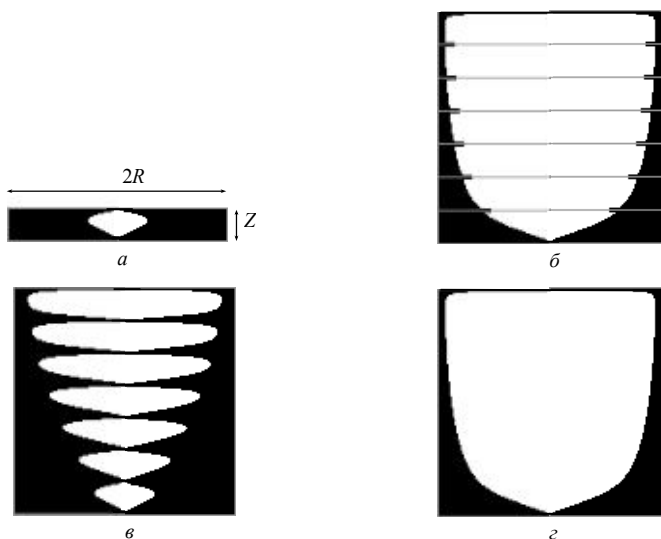


Рис. 10. Распределения токов в массиве образцов: $z = z_0$, ZFC , расчет методом конечных элементов. Показано сечение по диаметру: черный цвет – ток с величиной j_c , белый цвет – тока нет, светло-серым цветом показана граница образцов. а – $N = 1$; б – $N = 7$; в – один образец на расстояниях z кратных его толщине Z в ходе приближения к магниту после ZFC , распределение токов соответствуют предположению аддитивности; з – цельный образец.

распределения поля магнита, а именно влияния конфигурации магнитных полюсов при использовании массива магнитов, установлено, что более желательны конфигурации магнитов с чередованием магнитных полюсов, т.к. они дают больший градиент поля. При этом менее желательно чередование полюсов такое, что эффективно получается один магнит с двумя полюсами. При разных значениях расстояния между магнитами и образцом могут выигрывать разные конфигурации. В большинстве случаев наибольшую силу взаимодействия дает конфигурация магнитов, известная как массив Халбаха.

Четвертая глава посвящена расчету физических характеристик сверхпроводящих образцов из измеренной силы взаимодействия образца с магнитом. Исходя из модели критического состояния сверхпроводников второго рода и модели термоактивированного крипа магнитного потока, из единственной измеряемой величины z -токовой компоненты силы взаимодействия определены такие важные характеристики как плотность критического тока, намагниченность, вольтамперная характеристика, энергия пиннинга вихревой структуры Абрикосова.

Разработан метод расчета намагниченности в диамагнитном случае, который базируется на сравнении экспериментальной и рассчитанной сил. Сначала определяется коэффициент α , характеризующий степень захвата поля образцом, который вычисляется из предположения, что результирующая сила есть сумма сил максимальной отталкивающей, полностью диамагнитной, и максимальной притягивающей, соответствующей захвату поля:

$$F_{z \text{ exper}}(z) = F_{z \text{ dia}}(z) + F_{z \text{ trapped}}(z, z_0) \cdot \alpha. \quad (3)$$

Затем находится намагниченность как разница между приложенным $H_0(z_0)$ и захваченным полем $B_{z \text{ trapped}}(z) = \mu_0 H_{0z}(z_0) \cdot \alpha$, т.е. $\mu_0 M_z(z) = \mu_0 H_{0z}(z_0) \cdot \alpha - \mu_0 H_{0z}(z)$. Выражая α через формулу (3), и подставляя в выражение для намагниченности, получаем:

$$\mu_0 M_z(H_{0z}(z)) = \mu_0 H_{0z}(z_0) \frac{F_{z \text{ exper}}(z) - F_{z \text{ dia}}(z)}{F_{z \text{ trapped}}(z, z_0)} - \mu_0 H_{0z}(z).$$

Тестовый расчет намагниченности по этому алгоритму, дал верный качественный результат.

В насыщенном случае намагниченность можно вычислить из предположения, что по всему сверхпроводнику течет одинаковый ток. Тогда сила дается выражением:

$$F_z(z) = 2 \pi \mu_0 j_\phi \int_0^z \int_0^R H_{0\rho}(\rho, z + z') \rho \, d\rho \, dz',$$

и намагниченность:

$$\mu_0 M_z = \frac{\mu_0 j_\phi Z}{2} \ln \frac{R + \sqrt{R^2 + Z^2}}{Z},$$

так что намагниченность через силу выражается следующим образом:

$$\mu_0 M_z(H_{0z}(z)) = F_z(z) \cdot \frac{A_1}{A_2(H_{0z}(z))} \cdot \frac{\mu_0}{2}, \quad (4)$$

где A_1 – форм-фактор, A_2 – сила взаимодействия единичного тока в объеме всего образца с приложенным полем. На рис. 11 приведено сравнение рассчитанной намагниченности с намагниченностью, измеренной холловским методом. Полученные зависимости совпадают в области, соответствующей насыщению образца (т.е. в том случае, для которого получена формула (4)), что свидетельствует о применимости выражения (4).

При помощи метода расчета силы взаимодействия, описанного в главе 3, можно рассчитать зависимость $F_{z\text{ calc}}(j_c)$ для заданных параметров системы магнит-сверхпроводник. Данная зависимость хорошо согласуется с экспериментальными данными, в которых сила F_z и критический ток j_c измерены для нескольких разных сверхпроводников (см. рис. 6 и комментарии к нему). Следовательно, решая уравнение

$$F_{z\text{ exper}} = F_{z\text{ calc}}(j_c) \quad (5)$$

относительно j_c , можем найти значение критического тока j_c , соответствующее измеренной силе $F_{z\text{ exper}}$. Следует отметить, что зависимость $F_z(j_c)$ монотонная, следовательно, уравнение (5) не является обратной задачей, а

может быть решено простым итерационным методом.

Разработан метод оценки вольт-амперной характеристики сверхпроводника из измеренной релаксации силы взаимодействия. Метод основан на использовании резистивного уравнения, представляющего сверхпроводник в виде эквивалентной электрической цепи, состоящей из сопротивления и индуктивности. В виду сложности задачи рассмотрена простая геометрия с эффективными параметрами сверхпроводника. Полученную экспериментально релаксацию силы $F_z(t)$ можно пересчитать в зависимости среднего по образцу тока j_ϕ от времени t , которую можно преобразо-

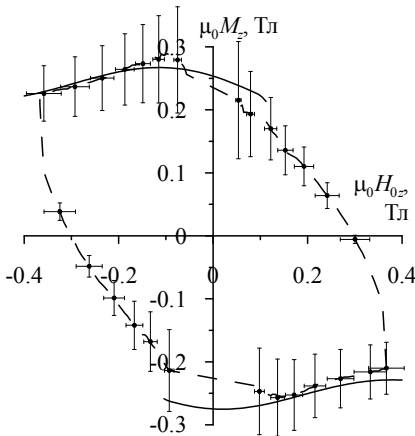


Рис. 11. Сравнение намагниченностей, рассчитанных из измеренной силы взаимодействия (точки) с намагниченностью, полученной холловским методом (сплошная линия).

вать в изменение тока $\partial j_\phi(t)/\partial t$, необходимое для резистивного уравнения:

$$\frac{\partial j_\phi}{\partial t} = -\frac{2\pi R_{ef} \cdot E_\phi(j_\phi)}{L_{ef}},$$

где R_{ef} – эффективный радиус, L_{ef} – эффективная индуктивность. Из резистивного уравнения непосредственно получается зависимость $E(j)$, т.е. искомая вольтамперная характеристика (ВАХ). При проведении тестовых расчетов получен верный вид зависимости $E(j)$. Как известно, вольтамперную характеристику плавленно-текстурированной керамики можно аппроксимировать функцией вида:

$$E(j) = E_c (j/j_c)^{n_1}.$$

Такая аппроксимация дала типичные значения параметров ВАХ.

Кроме того, разработан метод получения энергии термоактивации вихрей, точнее ее зависимости от приложенного поля. На основе зависимости средней скорости движения вихря от энергии термоактивации получена взаимосвязь средней энергии активации депининга вихрей с вольтамперной характеристикой, а именно – следующая формула:

$$E(j, B) = \frac{a\omega}{j_{c0}} \cdot B \cdot j \cdot \exp\left(-\frac{U(j, B)}{kT}\right),$$

где a , ω – расстояние и частота перемещений вихря, j_{c0} – ток, при котором потенциальный барьер исчезает. В соответствии с этой формулой по известной зависимости $E(j, H_0)$ можно получить параметры зависимости $U(j, H_0)$. Тестовый расчет по этой формуле дал верные порядок энергии термоактивации и вид зависимости от приложенного поля (спад таковой при росте приложенного поля).

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1. Разработана методика и изготовлен универсальный компьютеризированный стенд, предназначенный для измерения силы взаимодействия между сверхпроводящим образцом и постоянным магнитом в зависимости от расстояния по вертикали между образцом и магнитом, а также в зависимости от величины продольного перемещения образца относительно магнита.
2. Определены основные физические закономерности, характеризующие статическое и динамическое взаимодействие массивных ВТСП с полем постоянного магнита. Установлено, что такое взаимодействие может носить как отталкивающий, так и притягивающий характер.
3. Обнаружено, что сила взаимодействия растет с увеличением критического тока по линейному закону и стремится к постоянному значению при больших значениях критического тока. Показано, что по известному критическому току можно рассчитать силу взаимодействия, и, наоборот, по измеренной силе можно определить критический ток.
4. Найдены зависимости силы взаимодействия от геометрических параметров сверхпроводника и магнита, в том числе впервые экспериментально определены зависимости максимальной отталкивающей силы и максимальной притягивающей силы от толщины ВТСП в режимах охлаждения сверхпроводника как в нулевом, так и в конечном магнитном поле.
5. Установлено, что особенность наблюдаемого поведения силы взаимодействия при изменении параметров сверхпроводника и магнита связана как с неоднородностью приложенного поля, так и с результирующей неоднородностью распределения индуцированных в сверхпроводнике токов.
6. Впервые обнаружено явление существенного уменьшения силы взаимодействия в малых переменных скрещенных магнитных полях. Показано, что причиной наблюдаемого эффекта может быть подавление критического состояния в сверхпроводнике.
7. Разработаны и реализованы физические подходы и методы получения из силы взаимодействия важнейших характеристик сверхпроводящего образца: намагниченности, плотности критического тока, вольтамперной характеристики.

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Ю. С. Ермолаев, А. В. Еремин, И. А. Руднев, А. Е. Ходот. Автоматизированная система для исследования левитационных характеристик ВТСП материалов // В кн.: Труды научной сессии МИФИ-2002, т. 4, с. 104-105.
2. Ю. С. Ермолаев, А. В. Еремин, И. А. Руднев, А. Е. Ходот. Исследование силы магнитной левитации в массивных ВТСП материалах // В кн.: Труды научной сессии МИФИ-2002, т. 4, с. 106-107.
3. Ю. С. Ермолаев, И. А. Руднев. Автоматизированная система для измерения силы магнитной левитации // ПТЭ, 2004, № 1, с. 164-165.
4. Ю. С. Ермолаев, И. А. Руднев. Определение намагниченности ВТСП по силе магнитной левитации // В кн.: Труды научной сессии МИФИ-2004, т. 4, с. 153-155.
5. Ю. С. Ермолаев, И. А. Руднев. Новый метод определения обратимой петли намагниченности массивных высокотемпературных сверхпроводников // Письма в ЖТФ, 2004, т. 30, вып. 17, с. 1-6.
6. Ю.С. Ермолаев, И.А. Руднев. Автоматизированный стенд для комплексных измерений силы магнитной левитации // В кн.: Труды ежегодной научной конференции ИСФТТ РНЦ «Курчатовский институт», 2004, с. 104.
7. О. Л. Полущенко, Н. А. Нижельский, В. А. Матвеев, И. А. Руднев, Ю. С. Ермолаев. Левитационные характеристики объемных монодоменных YBCO сверхпроводников // В кн.: Труды 5 Международной конференции «Электротехнические материалы и компоненты», Алушта, сентябрь 2004 г., с. 185-188.
8. И. А. Руднев, Ю. С. Ермолаев, О. Л. Полущенко, Н. А. Нижельский, В. А. Матвеев. Магнитные и левитационные свойства монодоменных сверхпроводников Y-Ba-Cu-O // В кн.: Труды Международной конференции «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости», Москва – Звенигород, октябрь 2004 г., с. 281-282.
9. Ю. С. Ермолаев, И. А. Руднев. Левитационные характеристики многослойных сверхпроводящих блоков // В кн.: Труды научной сессии МИФИ-2005, т. 4, с. 163-164.
10. Ю. С. Ермолаев, И. А. Руднев, О. Л. Полущенко, Н. А. Нижельский. Влияние толщины сверхпроводящего блока на силу магнитной левитации // В кн.: Труды ежегодной научной конференции ИСФТТ РНЦ «Курчатовский институт», 2005, с. 125.
11. Ю. С. Ермолаев, И. А. Руднев. Оптимизация объема сверхпроводника в простейшей левитационной системе: расчет методом конечных

- элементов // В кн.: Труды ежегодной научной конференции ИСФТТ РНЦ «Курчатовский институт», 2005, с. 126.
12. I. A. Rudnev, Y. S. Ermolaev, O. L. Poluschenko, N. A. Nizelskiy. Non-additivity of Magnetic Levitation Force // In: Proc. of 7th European Conference on Applied Superconductivity, Vienna – Austria, 11-15 September 2005, p. 223.
 13. I. A. Rudnev and Yu. S. Ermolaev. Non-additivity of magnetic levitation force // J. Phys.: Conf. Ser. 2006, 43, 983-986.
 14. Ю. С. Ермолаев, И. А. Руднев. Метод расчета силы левитации в системе магнит-сверхпроводник // Письма в ЖТФ, 2005, т. 31, вып. 24, с. 60-66.
 15. Ю. С. Ермолаев, И. А. Руднев. Факторы, влияющие на силу левитации // В кн.: Труды научной сессии МИФИ-2006, т. 4, с. 164-166.
 16. Ю. С. Ермолаев, И. А. Руднев. Левитационные свойства сверхпроводящего блока // Инженерная физика, 2006, вып. 4, с. 45-50.
 17. Ю. С. Ермолаев, И. А. Руднев. Влияние параметров системы магнит-сверхпроводник на силу левитации // В кн.: Труды ежегодной научной конференции ИСФТТ РНЦ «Курчатовский институт», 2006, с. 158.
 18. И. А. Руднев, Ю. С. Ермолаев. Влияние характеристик сверхпроводника на левитационные свойства системы магнит-сверхпроводник // В кн.: Сборник трудов XXXIV совещания по физике низких температур (НТ-34), Ростов-на-Дону, 26-29 сентября 2006 г., т. 2, стр. 202-204.
 19. И. А. Руднев, Ю. С. Ермолаев, О. Л. Полушенко, Н. А. Нижельский. Левитационные свойства многослойного сверхпроводящего блока // В кн.: Труды 2-ой международной конференции «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости», Звенигород, октябрь 2006 г., с. 292-293.
 20. Ю. С. Ермолаев, И. А. Руднев, Применение высокотемпературных сверхпроводников в подшипниках и бесконтактных опорах // В кн.: Труды научной сессии МИФИ-2007, т. 4, с. 177-179.
 21. И. А. Руднев, Ю. С. Ермолаев, Подавление силы левитации в скрещенных магнитных полях // В кн.: Труды научной сессии МИФИ-2007, т. 4, с. 179-180.
 22. И. А. Руднев, Ю. С. Ермолаев. Влияние характеристик сверхпроводника на левитационные свойства системы магнит-сверхпроводник // ЖЭТФ, 2007, т. 105, вып. 1, с. 290-293.
 23. I. A. Rudnev, Yu. S. Ermolaev. Suppression of magnetic levitation force in melt-textured YBCO superconductors by a transverse AC magnetic field // European Conference on Applied Superconductivity, Brussels – Belgium, 17-20 September 2007, p. M0012.
 24. И. А. Руднев, Ю. С. Ермолаев. Уменьшение силы левитации под воздействием поперечного магнитного поля // В кн.: Труды ежегодной

научной конференции ИСФТТ РНЦ «Курчатовский институт», 26-30 ноября 2007 г., с. 219.

25. I. A. Rudnev, Yu. S. Ermolaev. Suppression of magnetic levitation force in melt-textured $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ superconductors by a transverse AC magnetic field // J. of Physics: Conference Series, 2008, 97, p. 012006-4.
26. И. А. Руднев, Ю. С. Ермолаев. Уменьшение силы магнитной левитации в скрещенных магнитных полях // Инженерная физика, 2008, № 2, с. 23-25.