

КОЛЛАПС СТАТИЧЕСКОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО РОДА

*И. Ф. Волошин, А. В. Калинов, Л. М. Фишер**

*Государственный научный центр «Всероссийский электротехнический институт»
111250, Москва, Россия*

А. А. Левченко, В. А. Ямпольский

*Институт радиофизики и электроники Национальной академии наук Украины
310085, Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 13 января 2003 г.

Экспериментально и теоретически изучен эффект подавления статической намагниченности (коллапс намагниченности) анизотропного жесткого сверхпроводника переменным магнитным полем. Измерения проводились в параллельных поверхности образца взаимно ортогональных постоянном и переменном магнитных полях \mathbf{H} и $\mathbf{h}(t)$. Сверхпроводящие образцы системы Y-123 были вырезаны из текстурированной заготовки так, что ось c находилась в плоскости пластины. Установлено, что амплитуда переменного поля, при которой происходит полное подавление намагниченности, в существенной мере зависит от ориентации полей относительно кристаллографических осей образца. Изучена динамика коллапса намагниченности и установлено, что магнитный момент с ростом амплитуды переменного поля h_0 в ряде случаев меняется немонотонно. Обнаружен своеобразный эффект индуцированного полем $h(t)$ перехода сверхпроводника из парамагнитного в диамагнитное состояние. Результаты наблюдений объяснены в рамках обобщенной на анизотропный случай модели критического состояния.

PACS: 74.25.Na, 74.25.Qt, 74.25.Sv

1. ВВЕДЕНИЕ

Физика вихревой материи жестких сверхпроводников привлекает внимание исследователей в течение многих лет. В последние годы была обнаружена целая группа новых интересных эффектов в вихревой жидкости. Среди них необходимо отметить явление макротурбулентности, наблюдающейся в системе, содержащей вихри противоположных направлений [1–3]. Физическая природа макротурбулентности связана с анизотропией течения магнитного потока в сверхпроводниках системы 1–2–3 [4] вследствие эффекта, обусловленного границами двойникования [5, 6]. Другое своеобразное явление неустойчивости — коллапс статической намагниченности сверхпроводников второго рода при малом изменении направления внешнего магнитного поля — наблюдалось в работах [7–13]. Суть этого эффекта состоит в следующем. Пусть охлажденный в нулевом

магнитном поле плоский сверхпроводящий образец помещается во внешнее магнитное поле $H > H_{c1}$ (H_{c1} — нижнее критическое магнитное поле), параллельное его поверхности. Благодаря пиннингу в образце устанавливается неоднородное распределение магнитной индукции и, соответственно, возникает статическая намагниченность. Хотя такое распределение магнитной индукции является метастабильным, при достаточно низких температурах оно оказывается весьма устойчивым и может сохраняться много лет. Если теперь к намагниченному образцу приложить переменное магнитное поле $\mathbf{h}(t) = \mathbf{h}_0 \cos(\omega t)$ в направлении, параллельном его поверхности и ортогональном постоянному полю \mathbf{H} , то намагниченность M образца уменьшается. Как показывают прямые измерения [14], всюду в образце, куда проникает переменное магнитное поле, протекание бездиссипативных токов становится невозможным. В результате в приповерхностной области образца токи, экранировавшие ранее поле \mathbf{H}

*E-mail: lfisher@online.ru

и дававшие вклад в намагниченность сверхпроводника, исчезают. При достаточно большой амплитуде, $h_0 \sim H_p = 2\pi J_c(H)/cd$, когда переменное поле пронизывает практически весь образец, намагниченность M подавляется, т. е. происходит коллапс намагниченности образца. Здесь J_c — критическая плотность тока, d — толщина образца, c — скорость света. При достаточно больших значениях H , когда критическая плотность тока заметно уменьшается, коллапс наступает при относительно малых значениях h_0 , при которых отклонение результирующего магнитного поля от исходного направления \mathbf{H} (от оси z) невелико. Физически это означает, что устойчивое при $h_0 = 0$ неоднородное распределение магнитной индукции B_z по толщине образца легко разрушается за счет малого отклонения магнитного поля от оси z . Как показано в [13], магнитный момент уменьшается более чем вдвое даже после простого малого отклонения постоянного магнитного поля от оси z , т. е. эффект может иметь место и в отсутствие переменного поля.

Природа коллапса намагниченности может быть легко понята в рамках простейшей изотропной модели критического состояния Бина [15]. Распределение магнитной индукции в этой модели описывается уравнением

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} J_c \frac{\mathbf{E}}{E}, \quad (1)$$

где \mathbf{E} — напряженность электрического поля. Согласно этому уравнению, всюду в сверхпроводнике, где присутствует электрическое поле, протекает ток с плотностью равной критической, направленный вдоль поля \mathbf{E} . Важно подчеркнуть, что если в некоторой области сверхпроводника появилось электрическое поле, то память о ранее протекавших здесь токах стирается и индуцируется ток J_c с новым направлением вдоль вектора \mathbf{E} . Поэтому всюду, куда проникает переменное поле $h(t)$, возникают критические токи, экранирующие $h(t)$, а протекавшие ранее бездиссипативные токи намагниченности исчезают.

Ясно, что модель критического состояния является довольно грубым приближением, в котором не учитываются сложные явления в вихревой системе сверхпроводника, связанные с пересечением и пересоединением вихревых линий. Поэтому для объяснения деталей процесса коллапса требуются более адекватные модели [11, 13, 16, 17]. Однако главная причина коллапса состоит во взаимном влиянии различных компонент критической плотности тока, существующей в некоторой точке сверхпроводника, что явно отражено в уравнении (1). Действительно, воз-

буждение тока J_c в направлении оси z неизбежно сопровождается подавлением других компонент тока в данной точке образца. Таким образом, модель критического состояния оказывается удобным и вполне приемлемым средством для качественного описания коллапса.

Хотя изучению коллапса намагниченности посвящено достаточно большое количество работ, до сих пор рассматривалась только изотропная ситуация, когда величина критической плотности тока не зависит от ее направления. В то же время, хорошо известно, что ВТСП-системы характеризуются ярко выраженной анизотропией практически всех физических свойств. Анизотропия токонесущей способности сверхпроводников приводит к качественному изменению характера проникновения электромагнитного поля в образец. В работах [18–20] показано, что переменное магнитное поле в анизотропных сверхпроводниках представлено двумя компонентами, которые экранируются токами с сильно различающимися значениями плотности. Поэтому эти компоненты затухают на различной глубине. Благодаря такому необычному характеру проникновения поля проявление ряда известных электродинамических эффектов приобретает своеобразные черты. Так, зависимость относительных электромагнитных потерь от амплитуды h_0 в анизотропных сверхпроводниках характеризуется наличием двух размерных максимумов, каждый из которых связан с проникновением одной из двух компонент поля к середине образца [18, 20]. В статическом случае анизотропия токонесущей способности приводит к появлению дополнительных экстремумов на кривых намагничивания — к своеобразному новому типу пик-эффекта [19]. По этим причинам представляется важным исследование явления коллапса намагниченности в анизотропных жестких сверхпроводниках. Решению именно этой задачи посвящена настоящая работа.

2. МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

А. Образцы и измерения

Основной задачей настоящей работы является изучение влияния анизотропии критической плотности тока сверхпроводника на коллапс его статической намагниченности. Поэтому экспериментальные исследования проводились на образцах с ярко выраженными анизотропными свойствами. Основные измерения были выполнены для пластины Y1 иттриевого сверхпроводника с осью c , лежащей в его плос-

кости. Образец размерами $3.4 \times 2.2 \times 0.46$ мм³ вырезался из заготовки плавленной текстурированной керамики системы Y-123, которая синтезировалась с помощью затравки, устанавливаемой сверху при высокой температуре. Для выбора совершенного монокристаллического участка заготовки мы рассматривали ее с помощью оптического микроскопа в поляризованном свете, а также использовали картографирование замороженного магнитного потока с помощью датчика Холла. Образец вырезался из выбранного монокристалла алмазной фрезой таким образом, чтобы ось c находилась в плоскости образца. Перед измерениями образец механически полировался. Температура сверхпроводящего перехода образца T_c составляла 89 К, а ширина перехода — 0.5 К. Предварительные измерения динамической магнитной восприимчивости позволили определить критические плотности тока образца вдоль главных направлений анизотропии и их зависимости от величины и направления поля \mathbf{H} с помощью методики, описанной в [18, 20]. Характерные значения критической плотности тока $J_c^{(c)}$ вдоль оси c и $J_c^{(ab)}$ в плоскости ab в поле $H = 5$ кЭ, перпендикулярном току, составили соответственно $7 \cdot 10^3$ А/см² и $6 \cdot 10^4$ А/см².

Проекция M вектора намагниченности сверхпроводника на направление внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H} измерялась с помощью вибрационного магнитометра с колеблющимся образцом. Образец монтировался так, чтобы создаваемое электромагнитом постоянное магнитное поле было параллельно его поверхности. Направление поля в плоскости образца (плоскость yz) можно было менять, поворачивая электромагнит.

В эксперименте изучалось поведение магнитного момента сверхпроводника во внешнем переменном магнитном поле $\mathbf{h}(t) = \mathbf{h}_0 \cos(\omega t)$, параллельном поверхности образца и перпендикулярном постоянному магнитному полю \mathbf{H} (см. рис. 1). Измерения проводились на частоте $\omega = 2\pi f = 2\pi \cdot 343$ с⁻¹. Возможность непрерывного поворота поля $\mathbf{h}(t)$ достигалась с помощью двух возбуждающих катушек со взаимно ортогональными осями. Все измерения проводились при температуре $T = 77$ К в режиме охлаждения образца в отсутствие магнитного поля.

В эксперименте, в принципе, имелась возможность измерять зависимость статической намагниченности от амплитуды переменного магнитного поля в непрерывном режиме. Однако в этом случае увеличивалась амплитуда шумов измеряемого сигнала. Поэтому измерения $M(h_0)$ проводились по точкам. При этом после воздействия в течение нескольких секунд переменного магнитного поля за-

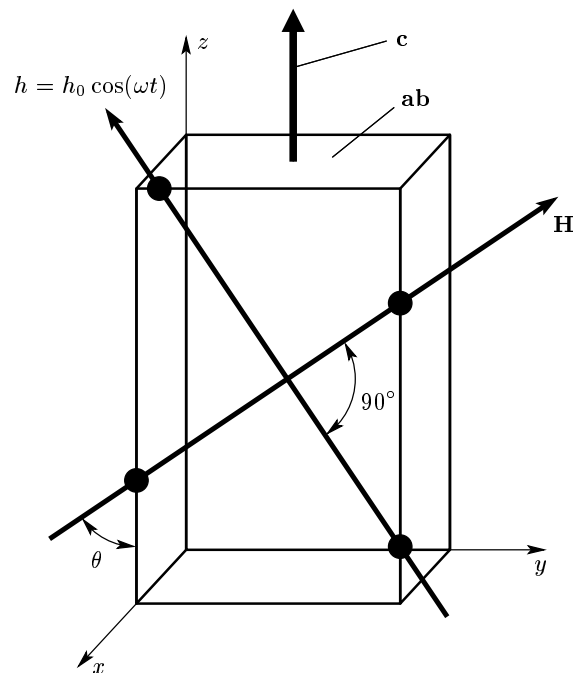


Рис. 1. Геометрия измерений

данной амплитуды на намагниченность образца оно выключалось и измерялась намагниченность. С целью избежать захвата магнитного потока, связанного с переменным магнитным полем, выключение осуществлялось путем медленного монотонного уменьшения амплитуды h_0 .

В. Результаты измерений

Результаты измерений петель намагничивания для образца Y1 при ориентациях внешнего магнитного поля \mathbf{H} в плоскости пластины вдоль оси c (угол θ между \mathbf{H} и осью c равен нулю) и перпендикулярно ей ($\theta = \pi/2$) приведены на рис. 2. Кривые различаются, в основном, шириной петли. Такое различие связано с анизотропией токонесущей способности сверхпроводника. В самом деле, намагниченность образца при $\mathbf{H} \parallel c$ определяется экранирующими токами высокой плотности $J_c^{(ab)}$, протекающими в плоскости ab , тогда как в условиях $\mathbf{H} \perp c$ экранировка обеспечивается, главным образом, слабыми токами $J_c^{(c)}$, текущими вдоль оси c .

Влияние переменного магнитного поля $\mathbf{h}(t) = \mathbf{h}_0 \cos(\omega t)$, ортогонального \mathbf{H} , на намагниченность иллюстрируется кривыми на рис. 2б. Включение переменного магнитного поля приводит к заметному уменьшению намагниченности и появлению обратимых участков на кривых для обеих геомет-

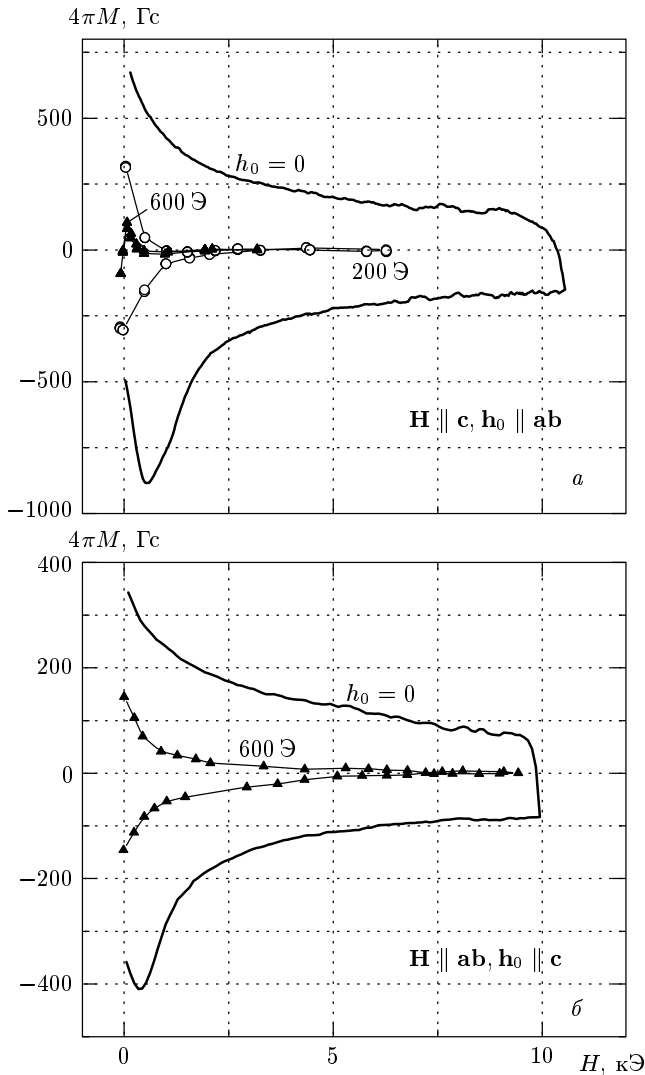


Рис. 2. Петли намагничивания анизотропного сверхпроводника при разных амплитудах переменного магнитного поля и ориентациях вектора \mathbf{H} вдоль главных направлений анизотропии: $\theta = 0$ (а) и $\theta = 90^\circ$ (б). Температура $T = 77$ К

рий. Заметим, что полное подавление намагниченности M образца, помещенного во внешнее поле, параллельное оси c (рис. 2а), наблюдается при значительно меньших амплитудах переменного поля, чем в условиях $\mathbf{H} \perp c$ (рис. 2б). Интересно отметить, что значительно бóльший по величине момент подавляется при значительно мёньших амплитудах. Этот на первый взгляд парадоксальный факт довольно естественно объясняется в рамках теории коллапса [9, 13]. Действительно, переменное магнитное поле в условиях $\mathbf{h}(t) \perp c$, которое экранируется слабыми токами с плотностью $J_c^{(c)}$, глубже проникает

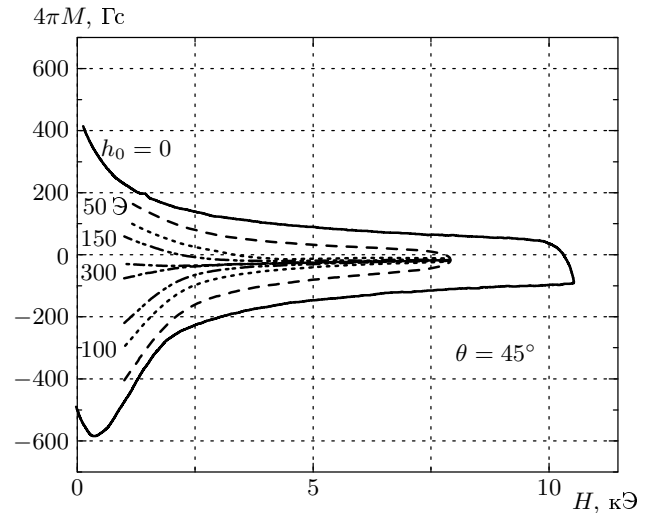


Рис. 3. Петли намагничивания анизотропного сверхпроводника при разных амплитудах переменного магнитного поля и ориентации вектора \mathbf{H} под углом 45° к оси c . Температура $T = 77$ К

в объем образца и эффективно подавляет статическую намагниченность.

Похожая картина подавления магнитного момента сверхпроводника наблюдается и при других ориентациях взаимно ортогональных постоянного и переменного магнитных полей. На рис. 3 приведена серия кривых $M(H)$, полученных при $\theta = 45^\circ$. Как и следует ожидать, эффективность влияния переменного поля на намагниченность при промежуточных углах $0 < \theta < \pi/2$ оказывается меньшей, чем при $\theta = 0$, но большей, чем при $\theta = \pi/2$.

Для более подробного изучения роли анизотропии в развитии коллапса намагниченности были проведены измерения зависимости магнитного момента M от амплитуды переменного магнитного поля при одинаковых значениях внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H} , но различных его ориентациях относительно главных осей анизотропии. Результаты таких измерений представлены на рис. 4. Различные кривые на этом рисунке соответствуют разным значениям угла θ . Видно, что магнитный момент монотонно подавляется с ростом h_0 . При некоторой амплитуде $h_0^{(col)}$ достигается полный коллапс намагниченности. Следует отметить, что сам по себе факт обращения намагниченности в нуль определить весьма сложно, и, следовательно, погрешность в определении величины $h_0^{(col)}$ довольно велика. Тем не менее из результатов измерений следует, что $h_0^{(col)}$ слабо возрастает при малых θ и испытывает относительно резкий подъем при $\theta > 70^\circ$. Зависимость

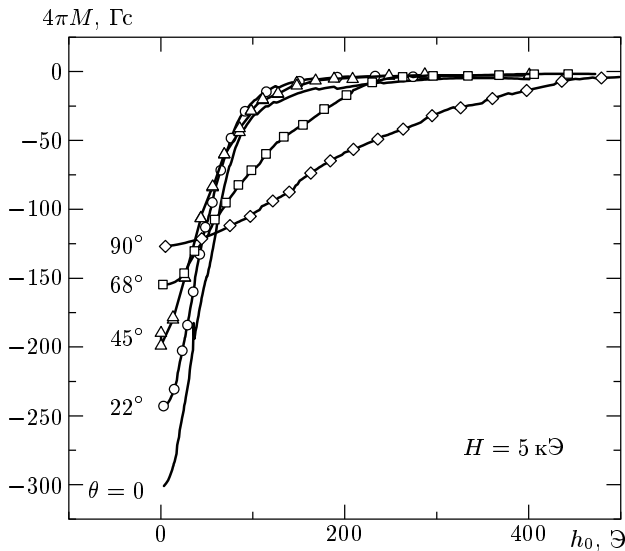


Рис. 4. Подавление намагниченности образца при различных ориентациях поля \mathbf{H} относительно оси c . Магнитная предыстория образца состояла в монотонном увеличении поля H от нуля до 5 кЭ . Температура $T = 77 \text{ К}$

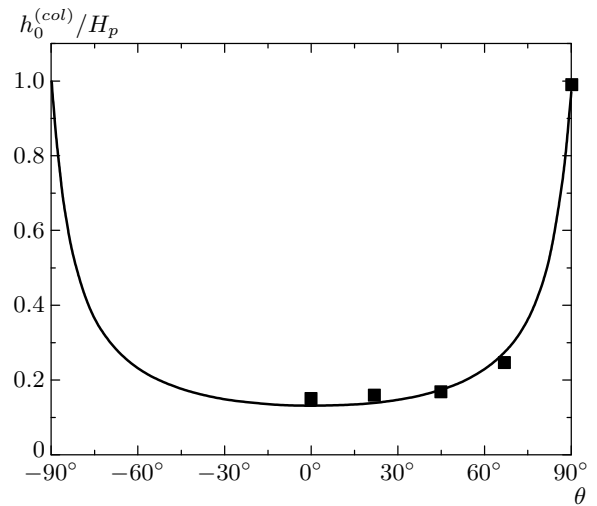


Рис. 5. Зависимость безразмерной амплитуды $h_0^{(col)}/H_p$ подавления намагниченности от угла θ между осью c и полем \mathbf{H} . Квадраты на графике — результаты измерений, сплошная кривая — результат расчета при значении параметра анизотропии $\delta = 0.13$

амплитуды подавления $h_0^{(col)}$ от угла θ показана квадратами на рис. 5. Приведенные данные нормированы на величину поля проникновения $H_p \approx 480 \text{ Э}$, которое соответствует значению внешнего поля H , ориентированного вдоль оси c и проникающего до середины образца. При изменении угла θ от нуля до 90° значение $h_0^{(col)}$ возрастает примерно в 7–8 раз. Такое значительное изменение поля $h_0^{(col)}$ неплохо коррелирует с величиной параметра анизотропии $\delta = J_c^{(c)}/J_c^{(ab)} \sim 0.13$. Поведение функции $h_0^{(col)}(\theta)$ слегка изменяется с ростом поля H в полном соответствии с зависимостью параметра анизотропии от магнитного поля.

При детальном изучении процесса коллапса было установлено, что подавление момента $M(h_0)$ определяется не только величиной и направлением вектора \mathbf{H} , но и магнитной предысторией образца. Кривые на рис. 4 получены после монотонного возрастания внешнего магнитного поля H от нуля до значения, при котором проводились измерения $M(h_0)$. Это соответствует стартовой точке 1 на вставке к рис. 6. Динамика подавления магнитного момента с ростом амплитуды h_0 становится качественно иной, если внешнее поле предварительно изменялось немонотонным образом. Стартовые точки 2–4 на рис. 6 соответствуют росту магнитного поля до своего максимального значения (до поля развертки H_m , точка 1) и последующему его уменьшению. На

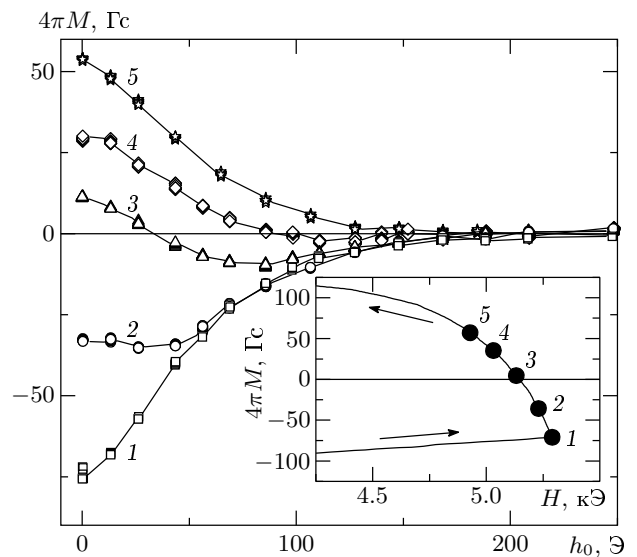


Рис. 6. Измеренные зависимости намагниченности образца от амплитуды переменного магнитного поля для различной магнитной предыстории образца. Номера кривых соответствуют нумерации стартовых точек 1–5, показанных на вставке, где изображен фрагмент кривой намагничивания образца при $\theta = 45^\circ$ и $h_0 = 0$

рис. 6 изображена серия измеренных зависимостей $M(h_0)$ для стартовых точек 1–5. Кривые на этом рисунке демонстрируют нетривиальный характер подавления намагниченности. Монотонное подавление диамагнитного момента, соответствующего стартовой точке 1, сменяется немонотонным поведением $M(h_0)$ (стартовая точка 2). При этом во всем интервале $0 < h_0 < h_0^{(col)}$ изменения амплитуды магнитный момент остается диамагнитным. Для стартовых точек 3, 4, соответствующих исходному парамагнитному состоянию образца, с ростом h_0 момент сначала уменьшается, затем меняет свой знак и становится диамагнитным, достигает минимального значения и лишь затем начинает монотонно стремиться к нулю. Наконец, при достаточно сильном уменьшении H (стартовая точка 5) парамагнитный момент с ростом h_0 монотонно уменьшается.

Для интерпретации результатов измерения динамики коллапса магнитного момента в анизотропном сверхпроводнике необходимо адекватное теоретическое рассмотрение, в котором следует учитывать как непосредственно природу явления коллапса, так и его особенности, связанные с анизотропией токонесящей способности жесткого сверхпроводника. Этой задаче посвящен следующий раздел.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ КОЛЛАПСА НАМАГНИЧЕННОСТИ В АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А. Теоретическая модель

Теория подавления статической намагниченности ортогональным переменным магнитным полем, построенная в работе [9], относилась к изотропной ситуации, когда токонесящая способность образца описывается единственным феноменологическим параметром — критической плотностью тока J_c . Последующее развитие теории коллапса [11–13, 16] также относилось к изотропным сверхпроводникам. К сожалению, в настоящее время не существует общепринятой модели, описывающей проникновение магнитного потока в анизотропный сверхпроводник. Феноменологическое описание этого процесса, основанное на нелинейной тензорной связи между векторами плотности тока и электрического поля, было проведено в работах [18–20]. Недавно в работе [21] был предложен новый подход для решения электродинамических задач критического состояния жестких сверхпроводников, основанный на принципе минимума некоторого функционала энергии. Авторы

работы [21] полагают, что их подход носит фундаментальный характер и применим к решению любых задач критического состояния и, в частности, для описания анизотропных сверхпроводников. Этот вывод обосновывается тем, что использованный в [21] принцип минимума полностью эквивалентен принципу Пригожина минимума скорости производства энтропии. Следует, однако, отметить, что применимость принципа Пригожина к нелинейной сильно неравновесной системе, каковой является жесткий сверхпроводник в критическом состоянии, каждый раз нуждается в специальном доказательстве, поскольку в общем случае он несправедлив. Поэтому метод работы [21], удобный для численных расчетов, нельзя рассматривать как фундаментально обоснованный. Вследствие этого обстоятельства будем проводить наше рассмотрение в рамках обобщенной на анизотропный случай модели критического состояния [18–20], применение которой, в отличие от модели [21], позволяет получить аналитическое решение задачи и проследить физическую природу изучаемого явления. Кроме того, как оказалось, модель [18–20] в ряде случаев дает хорошее не только качественное, но и количественное согласие с экспериментом [20].

Рассмотрим бесконечную плоскопараллельную сверхпроводящую пластину толщиной d , помещенную во взаимно перпендикулярные внешние постоянное \mathbf{H} и переменное $\mathbf{h}(t) = \mathbf{h}_0 \cos(\omega t)$ магнитные поля, параллельные ее поверхности. Считаем, что все поля и токи зависят только от одной пространственной координаты x , направленной перпендикулярно пластине. Начало координат $x = 0$ находится в середине образца. Изучим простейший случай анизотропии, когда она характеризуется двумя главными направлениями y и z в плоскости пластины. Эти направления совпадают либо с кристаллографическими осями образца, либо с характерными направлениями структуры дефектов. В этом случае уравнения обобщенной модели критического состояния для магнитной индукции \mathbf{B} могут быть записаны в форме

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_z}{\partial x} &= -\frac{4\pi}{c} J_{cy}(B_y, B_z) \cos(\phi(x)), \\ \frac{\partial B_y}{\partial x} &= \frac{4\pi}{c} J_{cz}(B_y, B_z) \sin(\phi(x)), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\phi(x)$ — угол между электрическим полем \mathbf{E} и осью y . Электрическое поле связано с магнитной индукцией законом Фарадея:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t}. \quad (3)$$

Граничные условия к уравнениям Максвелла имеют вид

$$\begin{aligned} B_z(-d/2) = B_z(d/2) &= \\ &= H \cos \theta - h_0 \sin \theta \cos(\omega t), \\ B_y(-d/2) = B_y(d/2) &= \\ &= H \sin \theta + h_0 \cos \theta \cos(\omega t), \end{aligned} \quad (4)$$

где θ — угол между вектором \mathbf{H} и осью z .

С помощью решения уравнений Максвелла с граничными условиями ниже будет вычисляться постоянная составляющая проекции магнитного момента образца на направление внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H} ,

$$M = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{\omega}{2\pi d} \int_0^{2\pi/\omega} dt \times \int_{-d/2}^{d/2} (B_y(x) \sin \theta + B_z(x) \cos \theta) dx - H \right]. \quad (5)$$

В силу симметрии задачи достаточно решить систему уравнений на пространственном отрезке $0 \leq x \leq d/2$ и учесть в (5), что функция $\mathbf{B}(x)$ является четной. Для упрощения вычислений будем пренебрегать зависимостью компонент $J_{ci}(\mathbf{B}(x))$ критической плотности тока от координаты x , обусловленной неоднородностью распределения магнитной индукции, и принимать $J_{ci}(\mathbf{B}(x)) = J_{ci}(\mathbf{H})$. Такое пренебрежение оправдано при малых амплитудах $h_0 \ll H$, если индукция в образце мало отличается от величины внешнего постоянного магнитного поля. Кроме того, заменим зависящий от координаты x угол ϕ между электрическим полем и осью y на угол $\pi/2 + \theta$ между внешним переменным магнитным полем и осью z (как это имеет место в изотропной ситуации). Как было показано в работе [20], это упрощение не сказывается качественно на полученных результатах.

В. Расчет коллапса намагниченности и обсуждение

Эффект подавления намагниченности образца переменным магнитным полем происходит вследствие его проникновения в объем сверхпроводника и взаимодействия со статическими экранирующими токами. Поэтому прежде всего необходимо вычислить глубину проникновения поля $h(t)$. Расчеты удобно проводить в следующих безразмерных переменных:

$$\xi = 2x/d, \quad \mathcal{H} = H/H_p, \quad g_0 = h_0/H_p, \quad b_i = B_i/H_p, \quad (6)$$

$$H_p = 2\pi J_{cy}d/c, \quad \delta = J_{cz}/J_{cy} < 1.$$

Здесь и далее мы измеряем значения всех магнитных полей в единицах поля проникновения H_p . Поле H_p представляет собой значение поля H , ориентированного вдоль оси z , которое, согласно уравнению критического состояния (2), проникает до середины образца. Следует иметь в виду, что величина H_p имеет различное значение в разных точках петли намагничивания, так как в каждой из них J_{cy} принимает определенное значение, соответствующее текущей величине внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H} . Для определенности считаем, что критическая плотность тока вдоль оси z меньше плотности тока вдоль оси y , т. е. параметр анизотропии δ меньше единицы.

Нетрудно показать, что всюду, куда проникает переменное поле $h(t)$, магнитная индукция может быть представлена в виде суммы двух слагаемых. Одно из них есть постоянная однородная величина, совпадающая с вектором \mathcal{H} . Второе, меняющееся во времени, слагаемое \tilde{b}_i определяется следующими уравнениями:

$$\frac{\partial \tilde{b}_z}{\partial \xi} = \sin \theta, \quad \frac{\partial \tilde{b}_y}{\partial \xi} = \delta \cos \theta. \quad (7)$$

Эти уравнения справедливы в той области сверхпроводника, где присутствуют обе компоненты индукции, \tilde{b}_y и \tilde{b}_z . Там же, где компонента \tilde{b}_z исчезает и имеется единственная компонента индукции \tilde{b}_y , ее распределение описывается уравнением

$$\frac{\partial \tilde{b}_y}{\partial \xi} = \delta. \quad (8)$$

Граничными условиями к уравнениям (7) и (8) служат равенства

$$\begin{aligned} \tilde{b}_y(\xi = 1) &= g_0 \cos(\omega t) \cos \theta, \\ \tilde{b}_z(\xi = 1) &= g_0 \cos(\omega t) \sin \theta. \end{aligned} \quad (9)$$

В моменты времени, когда переменное поле наиболее глубоко проникает в образец (при $\cos(\omega t) = 1$), система уравнений (7), (8) с граничными условиями (9) дает следующее распределение индукций $\tilde{b}_y(\xi)$ и $\tilde{b}_z(\xi)$:

$$\begin{aligned} \tilde{b}_y(\xi) &= \\ &= \begin{cases} \cos \theta (\delta(\xi-1) + g_0), & \xi_z < \xi < 1, \\ \delta(\xi-1) + g_0 (\cos \theta (1-\delta) + \delta), & \xi_y < \xi < \xi_z, \\ 0, & 0 < \xi < \xi_y, \end{cases} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\tilde{b}_z(\xi) = \begin{cases} \sin \theta (\xi - 1 + g_0), & \xi_z < \xi < 1, \\ 0, & 0 < \xi < \xi_z. \end{cases} \quad (11)$$

Здесь ξ_y и ξ_z — пространственные координаты, определяющие границы проникновения y - и z -переменных составляющих магнитной индукции:

$$\xi_y = 1 - g_0 \left(1 + \left(\frac{1}{\delta} - 1 \right) \cos \theta \right), \quad \xi_z = 1 - g_0. \quad (12)$$

Из последних формул видно, что y -компонента магнитной индукции, которая экранируется малой компонентой критической плотности тока, как и следовало ожидать, проникает в образец на большую глубину по сравнению с z -компонентой. Поэтому, именно когда y -компонента переменного поля достигает середины образца, распределение постоянной составляющей индукции становится пространственно однородным во всем сверхпроводнике, т. е. наступает коллапс статической намагниченности. Определим амплитуду $g_0^{(col)} = h_0^{(col)}/H_p$, приравнявая ξ_y нулю:

$$g_0^{(col)} = \frac{\delta}{\delta + (1 - \delta) \cos \theta}. \quad (13)$$

Функция $g_0^{(col)}(\theta)$ носит универсальный характер — она определяется единственным параметром теории δ . Следует, однако, иметь в виду, что параметр анизотропии, в принципе, может сам зависеть от ориентации внешнего постоянного магнитного поля, $\delta = \delta(\theta)$. Согласно формуле (13), амплитуда переменного поля, при которой происходит полный коллапс намагниченности, монотонно возрастает в δ^{-1} раз при изменении угла θ от нуля до $\pi/2$. Этот вывод находится в хорошем согласии с результатами измерений (см. рис. 5). Теоретическая кривая на этом рисунке рассчитана в пренебрежении возможной зависимостью $\delta(\theta)$.

Рассмотрим теперь динамику подавления статического магнитного момента образца ортогональным переменным магнитным полем. Как отмечалось выше, эффект подавления существенно зависит от магнитной предыстории образца, т. е. от положения стартовой точки на петле намагничивания. Начнем с простейшего случая магнитной предыстории, когда внешнее магнитное поле монотонно возрастало до некоторого максимального значения $H_m \gg H_p$ (в безразмерных единицах — до $\mathcal{H}_m = H_m/H_p \gg 1$). Как было показано выше, включение переменного поля приводит к установлению однородного распределения статической магнитной индукции во всей области $\xi_y < \xi < 1$, куда проникло поле $h(t)$. При этом в глубине образца сохраняется критический профиль индукции, создаваемый

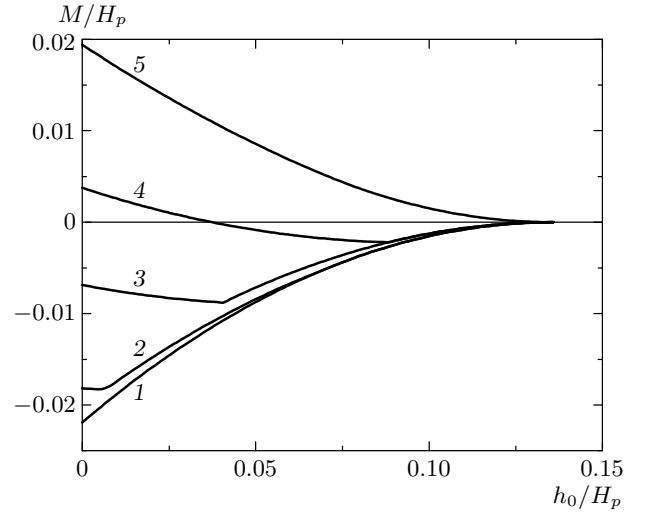


Рис. 7. Рассчитанная динамика подавления магнитного момента m . Кривые 1–5 соответствуют значениям безразмерного постоянного магнитного поля $\mathcal{H} = \mathcal{H}_m = 5, 4.85, 4.7, 4.35, 3.5$. Параметр анизотропии $\delta = 0.1$

экранирующими токами J_{cy} и J_{cz} (в безразмерных единицах — 1 и δ). Таким образом, распределение магнитной индукции описывается формулами

$$b_y(\xi) = \begin{cases} \mathcal{H} \sin \theta, & \xi_y < \xi < 1, \\ \mathcal{H} \sin \theta + \delta(\xi - \xi_y) \sin \theta, & 0 < \xi < \xi_y, \end{cases} \quad (14)$$

$$b_z(\xi) = \begin{cases} \mathcal{H} \cos \theta, & \xi_z < \xi < 1, \\ \mathcal{H} \cos \theta + (\xi - \xi_z) \cos \theta, & 0 < \xi < \xi_z. \end{cases} \quad (15)$$

Безразмерная намагниченность $m = M/H_p$, соответствующая такому распределению, определяется выражением

$$m = -\frac{\cos^2 \theta + \delta \sin^2 \theta}{8\pi} \left(1 - \frac{g_0}{g_0^{(col)}(\theta)} \right)^2. \quad (16)$$

Результат расчета намагниченности по этой формуле изображен на рис. 7 (кривая 1). Видно, что диамагнитный момент m монотонно подавляется с ростом амплитуды g_0 и обращается в нуль при $g_0 = g_0^{(col)}$. Такое поведение намагниченности соответствует результатам измерений (см. кривую 1 на рис. 6).

При более сложной магнитной предыстории образца картина коллапса намагниченности становится нетривиальной. К сожалению, из-за бесконечно

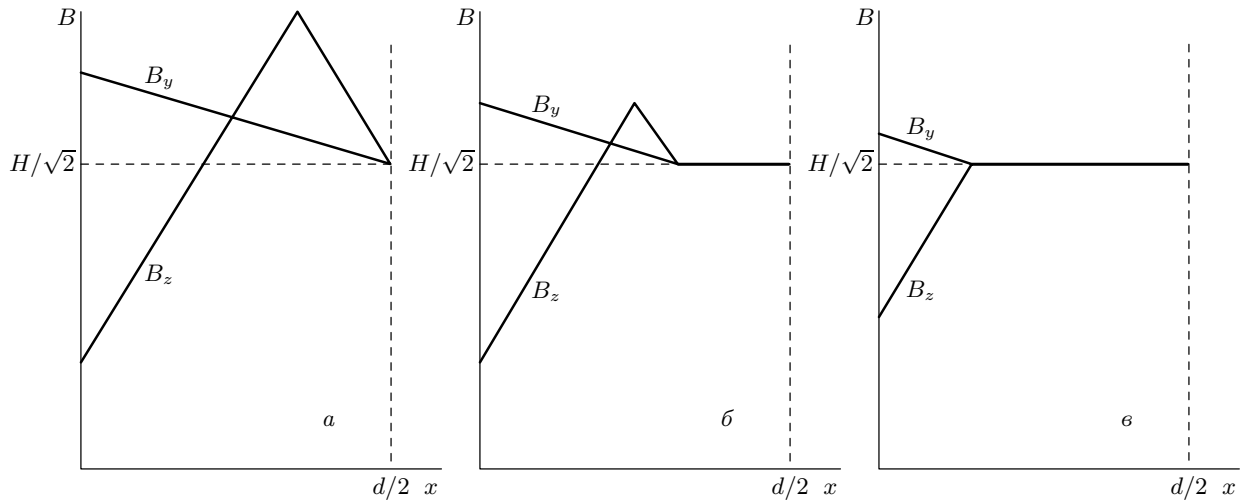


Рис. 8. Схематическое изображение профилей распределения магнитной индукции в образце на различных этапах развития коллапса намагниченности

большого количества способов установить стартовое распределение магнитной индукции провести исчерпывающий анализ всех типов зависимости $m(g_0)$ невозможно. Поэтому мы здесь продемонстрируем способ расчета $m(g_0)$ для одной из простейших магнитных предысторий, отслеживая различные этапы развития эффекта коллапса. Для этого рассмотрим случай, когда монотонное возрастание поля \mathcal{H} сменяется его убыванием. Даже в такой простой ситуации характер стартового распределения магнитной индукции, а следовательно, и развитие коллапса качественно различаются в разных областях изменения поля \mathcal{H} . Поэтому в качестве примера рассмотрим один из таких интервалов,

$$\mathcal{H}_m - 1 < \mathcal{H} < \mathcal{H}_m - 2\delta, \quad \mathcal{H}_m - 2 + \sqrt{2(1+\delta)}, \quad (17)$$

когда стартовый профиль распределения магнитной индукции имеет вид, схематически изображенный на рис. 8а. Для простоты примем $\theta = \pi/4$ и $\delta < 1/2$. В условиях (17) в отсутствие переменного поля образец находится в парамагнитном состоянии. По мере увеличения амплитуды переменного магнитного поля в интервале

$$0 < g_0 < g_0^{(col)}(\mathcal{H}_m - \mathcal{H}) \quad (18)$$

профиль распределения магнитной индукции деформируется так, как это показано на рис. 8б. Вблизи поверхности образца появляется область, где индукция однородна. Эта деформация профиля приводит к уменьшению магнитного момента, который при некотором значении амплитуды переменного по-

ля становится отрицательным, т. е. образец переходит в диамагнитное состояние. Во всем интервале (18) магнитный момент монотонно уменьшается с ростом g_0 , следуя параболическому закону

$$8\pi m = 4(\mathcal{H}_m - \mathcal{H}) \left(1 - \frac{g_0}{2g_0^{(col)}} \right) + 2\delta \left(1 - \frac{g_0}{g_0^{(col)}} \right)^2 - (\mathcal{H}_m - \mathcal{H})^2 - 2 + \left(\frac{g_0}{g_0^{(col)}} \right)^2. \quad (19)$$

В интервале

$$g_0^{(col)}(\mathcal{H}_m - \mathcal{H}) < g_0 < g_0^{(col)} \quad (20)$$

благодаря расширению области, где индукция однородна, на профиле распределения $b_z(\xi)$ исчезает характерный «парамагнитный» зубец (см. рис. 8в). В этом интервале амплитуд с ростом g_0 происходит монотонное подавление намагниченности вплоть до ее полного исчезновения. Здесь магнитный момент описывается формулой (16), в которой следует поменять знак перед δ . Результат расчета намагниченности изображен на рис. 7 (кривая 4). Обратим внимание на характерный излом кривой на границе интервалов (18) и (20).

Анализ показывает, что в интервале магнитных полей $\mathcal{H}_m - 1 < \mathcal{H} < \mathcal{H}_m$ момент m в функции амплитуды g_0 меняется немонотонным образом (см. кривые 2–4 на рис. 7). При $\mathcal{H} < \mathcal{H}_m - 1$ парамагнитный момент монотонно убывает с ростом амплитуды переменного поля (кривая 5 на рис. 7). Сравнение

кривых на рис. 6 и 7 показывает хорошее качественное согласие теории с экспериментом. Отсутствие изломов на экспериментальных кривых $M(h_0)$ может быть связано с конечностью размеров образца и его возможной неоднородностью.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование показывает, что переменное магнитное поле существенно влияет на статические магнитные свойства анизотропных жестких сверхпроводников. Включение достаточно сильного поля $\mathbf{h}(t)$, ортогонального статическому намагничивающему полю, приводит к полному подавлению магнитного момента образца. Причина коллапса намагниченности состоит в том, что всюду, куда проникает переменное поле, происходит выравнивание профиля распределения статической магнитной индукции. Иными словами, в одной и той же пространственной области образца не могут сосуществовать постоянные и переменные экранирующие токи. В условиях, когда переменное поле проникает в весь объем образца, наступает полное подавление статической намагниченности. Природа коллапса, состоящая в локальном эффекте взаимного влияния различных компонент вектора критической плотности тока, в анизотропной ситуации проявляется довольно специфическим образом. Различные компоненты магнитного поля проникают на разную глубину, поскольку экранируются сильно различающимися по величине составляющими критической плотности тока. По этой причине за коллапс намагниченности отвечает глубоко проникающая в образец компонента переменного поля. В результате анизотропия приводит к довольно неожиданному результату: для подавления большого магнитного момента, который возникает в условиях экранировки сильным током, достаточно малой амплитуды переменного сигнала. Это означает, что именно в анизотропном случае неустойчивость критического профиля распределения вихревой плотности проявляется наиболее ярко. В работе также изучена динамика коллапса намагниченности с ростом амплитуды переменного поля h_0 . Оказалось, что в ряде случаев зависимость момента от h_0 является немонотонной. Более того, в процессе коллапса иногда происходит весьма необычный переход образца из парамагнитного состояния в диамагнитное, стимулированный внешним ортогональным переменным магнитным полем. Все обнаруженные особенности эффекта коллап-

са намагниченности удается интерпретировать в рамках простой модели критического состояния, обобщенной на анизотропный случай.

Работа выполнена в рамках Российской Федеральной целевой программы по сверхпроводимости (контракт 40.012.1.1.11.46) и при финансовой поддержке ИНТАС (грант № 01-2282) и РФФИ (грант № 00-02-17145).

ЛИТЕРАТУРА

1. V. K. Vlasko-Vlasov, V. I. Nikitenko, A. A. Polyanskii et al., *Physica C* **222**, 361 (1994).
2. M. V. Indenbom, Th. Schuster, M. R. Koblishka et al., *Physica C* **209**, 259 (1993).
3. T. Frello, M. Baziljevich, T. H. Johansen et al., *Phys. Rev. B* **59**, R6639 (1999).
4. L. M. Fisher, P. E. Goa, M. Baziljevich et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 247005-1 (2001).
5. A. K. Niessen and C. H. Weijnsfeld, *J. Appl. Phys.* **40**, 384 (1969).
6. H. Pastoriza, S. Candia, G. Nieva, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1026 (1999).
7. I. V. Baltaga, V. V. Borisovskii, L. M. Fisher et al., in *AIP Conference Proceedings, Superconductivity and its Applications*, ed. by Yi-Han-Kao, Philip Coppers, Hoi-Sing Kwok, № 219 (AIP, New York (1991), p. 153.
8. И. В. Балтага, Л. М. Фишер, Н. М. Макаров и др., *ФНТ* **21**, 411 (1995).
9. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, I. F. Voloshin et al., *Sol. St. Comm.* **97**, 833 (1996).
10. S. J. Park, S. J. Kouvel, H. B. Radousky, and J. Z. Liu, *Phys. Rev. B* **48**, 13998 (1993).
11. И. Ф. Волошин, А. В. Калинов, С. Е. Савельев и др., *ЖЭТФ* **111**, 1071 (1997).
12. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, S. E. Savel'ev et al., *Physica C* **278**, 169 (1997).
13. L. M. Fisher, K. V. Il'enko, A. V. Kalinov et al., *Phys. Rev. B* **61**, 15382 (2000).
14. И. Ф. Волошин, Н. В. Ильин, Н. М. Макаров и др., *Письма в ЖЭТФ* **53**, 109 (1991).
15. C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).

-
16. С. Е. Савельев, Л. М. Фишер, В. А. Ямпольский, ЖЭТФ **112**, 936 (1997).
17. L. M. Fisher, S. E. Savel'ev, and V. A. Yampol'skii, Physica B **284–288**, 735 (2000).
18. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, S. E. Savel'ev et al., Physica C **350**, 152 (2001).
19. И. Ф. Волошин, А. В. Калинов, Л. М. Фишер и др., Письма в ЖЭТФ **73**, 324 (2001).
20. И. Ф. Волошин, А. В. Калинов, Л. М. Фишер и др., ЖЭТФ **120**, 1273 (2001).
21. A. Badia and C. Lopez, Phys. Rev. Lett. **87**, 127004 (2001).