

# ПОДАВЛЕНИЕ РЕЛАКСАЦИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПОПЕРЕЧНЫМ ПЕРЕМЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

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

*Всероссийский электротехнический институт  
111250, Москва, Россия*

*В. А. Ямпольский\*\**

*Институт радиофизики и электроники Национальной академии наук Украины  
61085, Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 8 ноября 2006 г.

Изучена эволюция пространственного распределения магнитной индукции в сверхпроводнике после воздействия переменного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно захваченному магнитному потоку. Обнаруженная стабилизация профиля магнитной индукции интерпретируется как результат увеличения силы пиннинга, так что плотность экранирующего тока становится субкритической. Последнее утверждение подтверждено прямыми измерениями.

PACS: 74.25.Nf, 74.25.Qt

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее интересных эффектов в электродинамике вихревой материи в жестких сверхпроводниках является подавление статической намагниченности  $M$  под действием поперечного переменного магнитного поля. Впервые это явление было обнаружено и интерпретировано Ямафуджи с соавторами [1–3]. Если охладить сверхпроводящую пластину в отсутствие магнитного поля, а затем приложить постоянное магнитное поле, перпендикулярное поверхности, в образце устанавливается неоднородное распределение магнитной индукции. Приложение переменного магнитного поля в плоскости образца приводит к существенному изменению профиля распределения индукции  $B$ . Вихри, ориентированные перпендикулярно пластине, искривляются и движутся вдоль образца таким образом, что статическая намагниченность становится однородной всюду, куда проникает переменное поле. Это явление и его следствия теоретически изучались в работах [4, 5].

Другая причина подавления статической намаг-

ниченности под действием поперечного переменного магнитного поля (коллапс намагниченности) рассматривалась в работах [6–9]. Если длина  $L$  вихря существенно превосходит глубину проникновения переменного магнитного поля, изгиб вихрей не играет существенной роли и на первый план выходит эффект пересечения и пересоединения вихревых нитей, предсказанный в работе [10]. Как показано в работах [7–9], именно эффект пересечения и пересоединения вихрей обеспечивает формирование однородного распределения магнитной индукции  $B$  в сверхпроводнике всюду, куда проникает переменное магнитное поле (зона коллапса). Если амплитуда  $h_0$  переменного поля превосходит величину поля проникновения  $H_p$ , распределение магнитного потока в сверхпроводнике становится полностью однородным, а магнитный момент образца обращается в нуль. Качественно эффект коллапса можно описать в рамках модели критического состояния:

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = (4\pi/c)\mathbf{J}_c(B), \quad (1)$$

где  $\mathbf{J}_c$  — критическая плотность тока [11]. В рамках этой модели всюду в сверхпроводнике, куда проникло переменное магнитное поле  $h$ , возникают критические токи, экранирующие это поле, а протекавшие ранее бездиссипативные токи «статической» намаг-

\*E-mail: fisher@vei.ru

\*\*E-mail: yam@vk.kharkov.ua

намагниченности исчезают, т. е. имеет место коллапс намагниченности.

Известно, что неоднородное распределение магнитного потока метастабильно. Согласно классической работе [12], это распределение релаксирует к однородному состоянию, следуя логарифмическому закону. В рамках представлений о коллапсе следует ожидать значительного уменьшения скорости релаксации магнитного момента образца после воздействия на него переменного магнитного поля. В самом деле, приповерхностная область сверхпроводника с однородной индукцией (зона коллапса) должна приобрести критический профиль, прежде чем вихри начнут покидать образец. Изучению релаксации статической намагниченности в сверхпроводящем образце в условиях коллапса намагниченности посвящена настоящая работа.

Обнаружено, что релаксация магнитного момента образца действительно существенно подавляется после воздействия поперечного переменного магнитного поля. Более того, экспериментально установлен неожиданный эффект, представляющий общий интерес в рамках новых свойств вихревых систем сверхпроводников. После воздействия переменного магнитного поля не только магнитный момент образца остается неизменным во времени, но и пространственное распределение магнитной индукции сохраняет свой вид в течение длительного времени без заметной релаксации. Причины такой реакции образца на действие переменного магнитного поля обсуждаются.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Сверхпроводящие пластины системы  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  размерами  $9.3 \times 7.4 \times 1.5$  мм<sup>3</sup> (образец А) и  $8.3 \times 6.3 \times 1.5$  мм<sup>3</sup> (образец В) с осью  $c$  по нормали к пластинам были вырезаны из однородной части текстурированной заготовки, выращенной с помощью ориентированной затравки. Однородность проверялась с помощью сканирующего датчика Холла. Характерная критическая плотность тока при температуре  $T = 77$  К в собственном магнитном поле составляла  $13$  кА/см<sup>2</sup> и  $22$  кА/см<sup>2</sup> соответственно для образцов А и В. Геометрия эксперимента показана на рис. 1. Измерения статической намагниченности образца проводились с помощью вибрационного магнетометра с колеблющимся образцом в магнитном поле, создаваемом электромагнитом. Образец охлаждался до температуры  $77$  К, квазистатически вводилось постоянное магнитное поле  $H$  напряженностью  $12$  кЭ, кото-

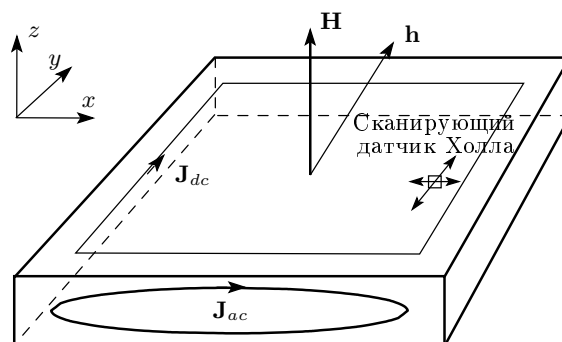


Рис. 1. Геометрия измерений;  $J_{ac}$  и  $J_{dc}$  — экранирующие токи, индуцированные соответственно переменным  $h$  и постоянным  $H$  полями

рое затем уменьшалось до  $5$  кЭ и проводились измерения релаксации. Значения упомянутых напряженностей значительно превосходят поля проникновения ( $1.6$  кЭ и  $3.0$  кЭ) в образцы. Геометрия измерений показана на рис. 1. Измерения проводились при  $H \parallel c$ . Для измерений локальной эволюции нормальной компоненты магнитной индукции на поверхности образца примерно в его геометрическом центре был установлен датчик Холла. Другой датчик Холла с чувствительной зоной  $0.3 \times 0.3$  мм<sup>2</sup> использовался для измерений пространственного распределения нормальной компоненты магнитной индукции на поверхности образца. Расстояние между поверхностью образца и чувствительной зоной датчика было около  $0.2$  мм. Холловские измерения выполнялись после помещения образца в поле  $12$  кЭ и последующего его уменьшения до нулевого значения. Переменное магнитное поле  $h(t)$  треугольной формы амплитудой  $h_0$  генерировалось компьютером на частоте  $140$  Гц. Поле прикладывалось к образцу на определенное целое число периодов и выключалось строго в конце периода при  $h = 0$ . Обычно переменное магнитное поле включалось на  $999$  полных периодов. Большинство измерений выполнялось при температуре  $77$  К.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Влияние поперечного переменного магнитного поля на релаксацию намагниченности  $M$  в образце А иллюстрирует рис. 2. Видно, что обычная релаксация (без приложения переменного поля) хорошо описывается логарифмической функцией. Такое поведение соответствует экспоненциаль-

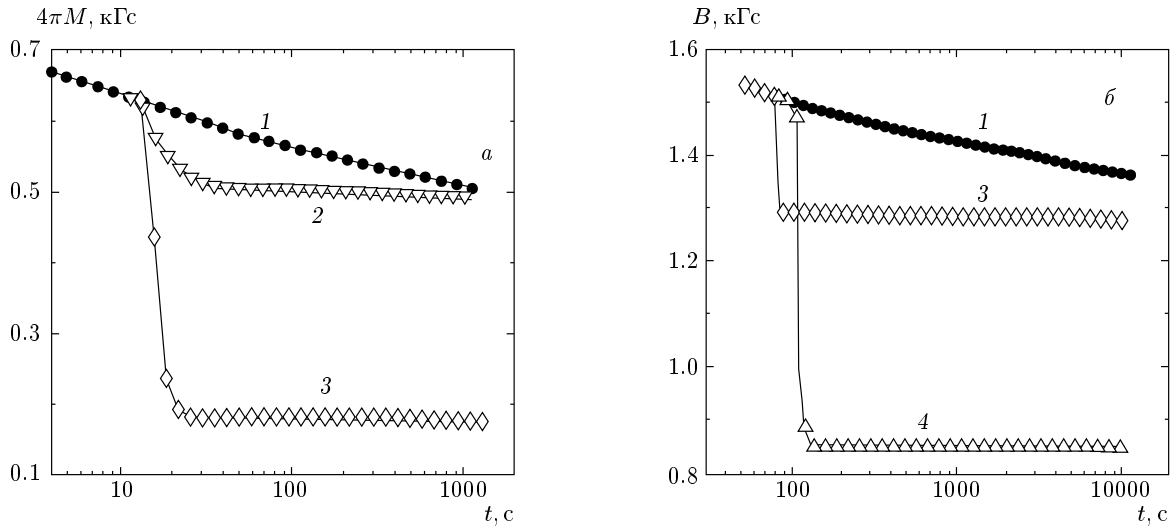


Рис. 2. Релаксация намагниченности и захваченной магнитной индукции. Измерения без (темные символы) и после действия переменного поля (светлые символы) при  $H = 5$  кЭ (а) и  $H = 0$  (б): 1 —  $h_0 = 0$ ; 2 —  $h_0 = 70$  Э; 3 —  $h_0 = 400$  Э; 4 —  $h_0 = 1000$  Э

ной вольт-амперной характеристике. Включение поля  $h(t)$  в момент времени  $t = 20$  с прежде всего приводит к уменьшению магнитного момента  $M$ . Этот эффект (коллапс) тем сильнее, чем больше амплитуда  $h_0$  поля. Наряду с уменьшением намагниченности отчетливо видно влияние поля  $h(t)$  на процесс релаксации. Релаксация практически отсутствует в течение первых 100 с. Далее наблюдается сильно замедленная релаксация (логарифмическая скорость релаксации  $S = dM/d \ln t$  примерно в 50 раз меньше по сравнению с величиной  $S$  до воздействия переменного магнитного поля).

Чтобы исключить малый эффект релаксации поля электромагнита, мы провели измерения временной зависимости захваченной магнитной индукции в центре образца с помощью датчика Холла. Три кривые на рис. 2б соответствуют той же самой магнитной предыстории, но отличаются друг от друга амплитудой переменного магнитного поля. Верхняя кривая получена для случая, когда переменное поле вообще не включалось. Две нижние кривые демонстрируют влияние переменного поля на релаксацию магнитной индукции. Результатом его включения является резкий скачок в сторону уменьшения индукции, обусловленный подавлением статических экранирующих токов в области, куда проникает переменное магнитное поле. Распределение статической магнитной индукции в этой области становится однородным, а ее величина соответствует значению внешнего магнитного поля  $H$ .

Мы провели более детальное изучение динамики подавления релаксации намагниченности. С этой целью были выполнены измерения релаксации при разных значениях величины  $h$  в условиях, когда к охлажденному образцу прикладывалось магнитное поле напряженностью 12 кЭ, которое затем уменьшалось до нуля, после чего устанавливалось поле противоположного направления ( $H = 0, 2, 4, 6$  кЭ). Согласно данным измерений (рис. 3), скорость релаксации уменьшается при увеличении амплитуды  $h_0$  поля. При некоторой пороговой величине  $h_0 = h_{th}$  релаксация практически полностью подавляется. Величина порогового поля  $h_{th}$  не зависит от величины  $H$  и для образца В составляет примерно 200 Э.

Подавление релаксации величин  $M$  и  $B$  можно легко интерпретировать как результат коллапса. Действительно, вихри не могут покинуть образец, прежде чем вблизи поверхности образца вновь не установится достаточный градиент индукции. Для прояснения причины подавления скорости релаксации была изучена временная эволюция пространственного распределения магнитного поля в образце с помощью сканирующего датчика Холла. Распределение захваченного магнитного поля  $B(x)$  поперек направления поля  $\mathbf{h}$  при нулевом внешнем магнитном поле показано на рис. 4а. Различные кривые соответствуют различным этапам релаксационного процесса в случае отсутствия переменного магнитного поля и при  $h_0 = 1$  кЭ. Верхняя кривая получена

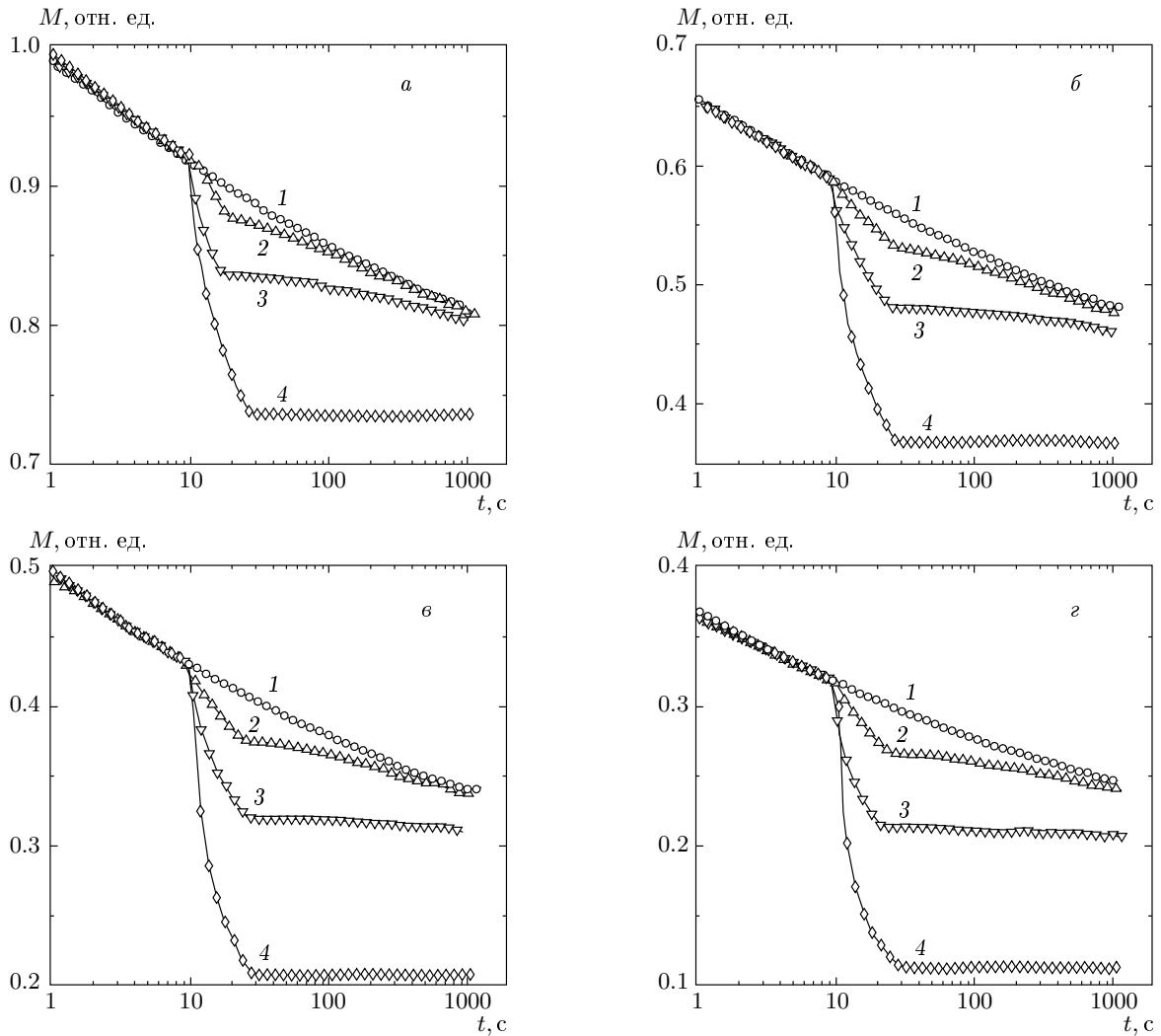


Рис. 3. Релаксация намагниченности при  $h = 50$  Э и  $H = 0$  (а), 2 кЭ (б), 4 кЭ (в), 6 кЭ (г): 1 —  $h_0 = 0$ ; 2 —  $h_0 = 50$  Э; 3 —  $h_0 = 100$  Э; 4 —  $h_0 = 200$  Э

через три минуты после выключения постоянного магнитного поля. Переменное поле при этих измерениях не включалось. График  $B(x)$  имеет характер, типичный для захваченного магнитного потока в перпендикулярной геометрии при упомянутой выше магнитной предыстории. Нормальная компонента захваченного магнитного потока достигает максимума в середине образца. Вследствие замкнутости магнитных силовых линий, поле  $\mathbf{B}(x)$  вблизи боковых границ как внутри образца, так и вне его имеет направление, противоположное ориентации внешнего поля. Индукция стремится к нулю по мере удаления точки наблюдения от образца. Отчетливая релаксация распределения  $B(x)$  демонстрируется кривой, полученной через 1 ч после выключения поля

$H$ . После действия поля  $h$  (светлые символы) релаксация заметно подавляется. Действительно, кривые, полученные спустя 3 мин, 1 ч, 2 ч, 3 ч после выключения постоянного поля практически совпадают. Весьма примечательно, что распределения индукции в центральной части образца для возмущенного и невозмущенного случаев различаются лишь вертикальным смещением, тогда как градиент магнитной индукции практически не меняется. Последнее утверждение демонстрирует рис. 4б, на котором изображено пространственное распределение градиента магнитной индукции. Видно, что в центральной области образца, куда не проникало переменное магнитное поле, градиенты для возмущенного и невозмущенного образцов совпадают.

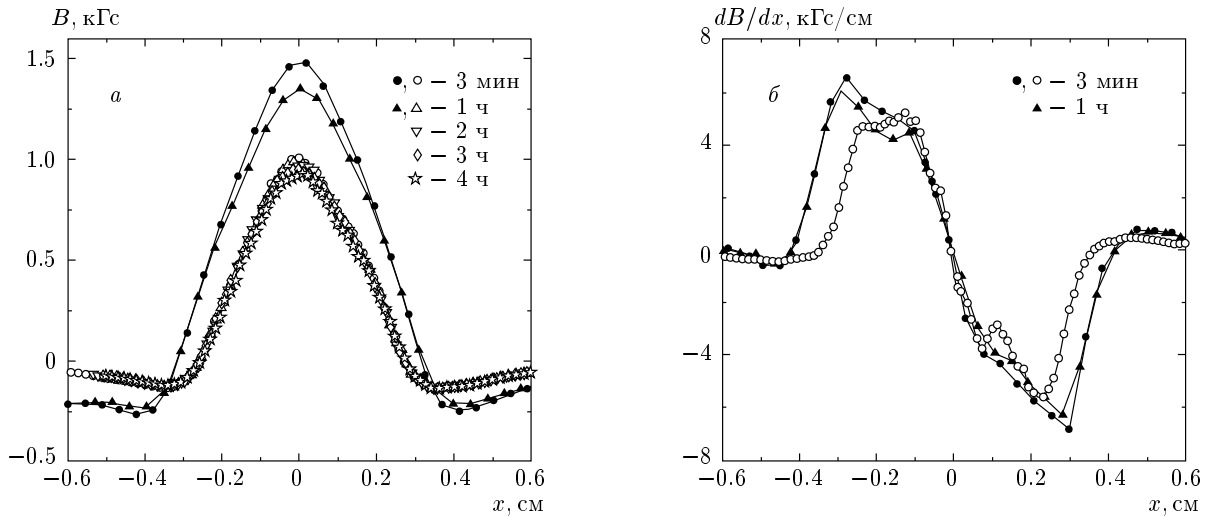


Рис. 4. Распределение нормальной компоненты магнитной индукции (а) и ее градиента (б) вдоль оси  $x$  на поверхности образца без (темные символы) и после (светлые символы) действия переменного магнитного поля

Мы предположили, что обнаруженная стабилизация профиля магнитной индукции является результатом увеличения силы пиннинга, так что плотность экранирующего тока после действия переменного поля становится субкритической. Для проверки этого предположения были проведены сравнительные исследования замороженного потока как без, так и после включения поля  $h$ . Образец  $V$  охлаждался до температуры 83 К в постоянном магнитном поле 10 кЭ, затем поле выключалось. В таких условиях включалось (или не включалось) поле  $h$ . Затем образец нагревался на 3 К и выявлялось различие профилей зависимости  $B(x)$  для этих двух случаев. До нагрева кривые  $B(x)$  для центральной части образца имели одинаковый наклон. После нагрева плотность экранирующих токов образца в первом случае уменьшается, тогда как во втором случае эта плотность из субкритической может стать критической, т. е. сохраниться по величине. Такое поведение можно обнаружить экспериментально. Поскольку сканирование профиля магнитного потока датчиком Холла мы могли проводить только при  $T = 77$  К, образец в обоих случаях охлаждался до этой температуры. Понижение температуры образца в отсутствие внешнего магнитного поля не влияет на замороженный профиль магнитного потока, установившийся при повышенной температуре. Результаты измерения, приведенные на рис. 5 хорошо воспроизводились. Отчетливо видно, что высота кривой  $B(x)$  в обоих случаях имеет одинаковую величину, тогда

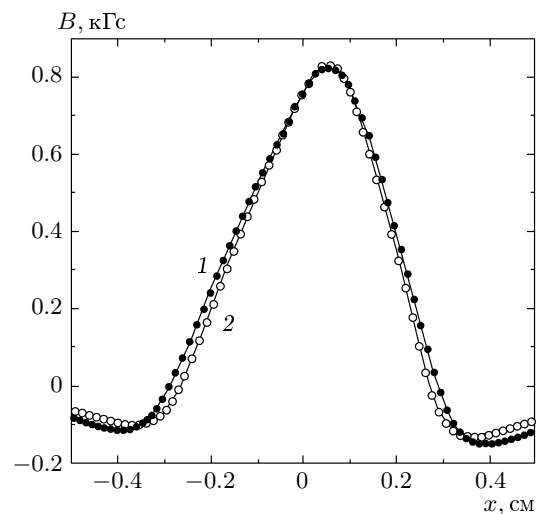


Рис. 5. Распределение захваченной магнитной индукции для образца  $V$ , полученное без (темные символы) и после (светлые символы) действия переменного магнитного поля: 1 —  $h_0 = 0$ ; 2 —  $h_0 = 750$  Э. Магнитная и температурная предыстории описаны в тексте

как ширина кривой после действия поля  $h$  меньше, чем без включения  $h$ . Это означает, что в результате действия поля  $h(t)$  критическая плотность тока возрастает. Для образца  $V$  она увеличивается примерно на 8%.

Можно предположить, что установление субкритической плотности экранирующего тока обусловлено тривиальной причиной: уменьшением средней магнитной индукции в образце вследствие коллапса. Однако, то обстоятельство, что значение порогового поля  $h_{th}$  практически не зависит от величины  $H$ , делает такое предположение маловероятным.

Рост  $J_c$  после действия поперечного переменного магнитного поля может быть обусловлен увеличением длины вихрей, сопровождающимся пропорциональным увеличением силы пиннинга. Удлинение же вихрей (вдоль оси  $y$ ) не приводит к росту силы Лоренца. Другая причина, приводящая к установлению субкритической плотности экранирующего тока, может быть связана с частичным захватом их сегментов в плоскости  $ab$ . Рост  $J_c$  может быть также результатом увеличения потенциала коллективного пиннинга, благодаря увеличению размеров вихревых связок в плоскости  $ab$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 06-02-16774, 05-08-50012, 05-08-01439).

## ЛИТЕРАТУРА

1. K. Yamafuji and T. Matsushita, J. Phys. Soc. Jpn. **47**, 1069 (1979).
2. K. Funaki and K. Yamafuji, Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 **21**, 299 (1982).
3. K. Funaki, M. Noda, and K. Yamafuji, Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 **21**, 1580 (1982).
4. E. H. Brandt and G. P. Mikitik, Phys. Rev. Lett. **89**, 027002 (2002).
5. G. P. Mikitik and E. H. Brandt, Phys. Rev. B **67**, 104511 (2003).
6. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, I. F. Voloshin et al., Sol. St. Comm. **97**, 833 (1996).
7. И. Ф. Волошин, А. В. Калинов, С. Е. Савельев и др., ЖЭТФ **111**, 1071 (1997).
8. С. Е. Савельев, Л. М. Фишер, В. А. Ямпольский, ЖЭТФ **112**, 936 (1997).
9. L. M. Fisher, K. V. Il'enko, A. V. Kalinov et al., Phys. Rev. B **61**, 15382 (2000).
10. J. R. Clem, Phys. Rev. B **26**, 2463 (1982).
11. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, I. F. Voloshin et al., Sol. St. Comm. **97**, 833 (1996).
12. P. W. Anderson and Y. B. Kim, Rev. Mod. Phys. **36**, 39 (1964).