

Гистерезис магнитосопротивления гранулярного ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в слабых магнитных полях

© Т.В. Сухарева, В.А. Финкель

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“ Национальной академии наук Украины, 61108 Харьков, Украина

E-mail: finkel@kipt.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию 19 сентября 2007 г.)

Изучено явление гистерезиса магнитосопротивления керамических образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ при температуре $T = 77.3 \text{ К}$ при изменении напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} по схеме $0 \rightarrow H_{\text{max}} \rightarrow 0$, где H_{max} — максимальное значение H_{ext} . Получены данные о зависимости величины критических полей джозефсоновских слабых связей H_{c2J} , нижних критических полей сверхпроводящих гранул H_{c1A} и фазового перехода вихревой материи брэгговское стекло–вихревое стекло $H_{\text{BG-VG}}$ от транспортного тока I , магнитного поля и взаимной ориентации векторов \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} . Установлено, что величина магнитосопротивления $\Delta\rho^+/\rho_{273 \text{ К}}$ при повышении H_{ext} существенно превышает $\Delta\rho^-/\rho_{273 \text{ К}}$, в то время как $H_{c2J}^+ < H_{c2J}^-$, $H_{c1A}^+ < H_{c1A}^-$ и $H_{\text{BG-VG}}^+ < H_{\text{BG-VG}}^-$.

PACS: 74.72.Bk, 74.25.Fy, 74.25.Na

1. Введение

Изучение явления магнитосопротивления высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), т. е. зависимости относительного электросопротивления, $\Delta\rho/\rho$ ($\Delta\rho$ — сопротивление в магнитном поле при $T < T_c$, ρ — сопротивление в нормальном состоянии) от величины приложенного магнитного поля H_{ext} началось сразу после открытия явления высокотемпературной сверхпроводимости [1]. При этом в широком диапазоне магнитных полей неоднократно наблюдали эффект гистерезиса магнитосопротивления, т. е. необратимости зависимости $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$ для монокристаллических, пленочных и гранулярных (керамических) образцов различных ВТСП при повышении и понижении внешнего магнитного поля H_{ext} (см. например, [2–13]).

Проведенные нами ранее [9,14,15] исследования магнитосопротивления гранулярных (керамических) образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в слабых внешних магнитных полях при различной взаимной ориентации векторов тока \mathbf{I} и внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} позволили обнаружить и надежно интерпретировать ряд эффектов в поведении полевых зависимостей магнитосопротивления $\left[\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})\right]$, связанных с проникновением магнитного поля в джозефсоновские слабые связи (weak links) и в сверхпроводящие гранулы, с протеканием фазового перехода вихревой материи между относительно упорядоченной низкополевой фазой „брэгговское стекло“ и сильно разупорядоченной высокополевой фазой „вихревое стекло“ (Bragg glass to vortex glass transition [16]) и с особенностями пиннинга магнитного потока. Речь идет о следующих эффектах.

1) Появление отличного от нуля магнитосопротивления в поле полного проникновения вихрей Джозефсона в слабые связи ВТСП при $H_{\text{ext}} \geq H_{c2J}$.

2) Появление точек перегиба на кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$, связанное с началом проникновения вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы, в поле $H_{\text{ext}} = H_{c1A}$.

3) Появление скачков магнитосопротивления $\frac{\delta\rho_{\text{jump}}}{\rho}$, обусловленных протеканием фазового перехода первого рода типа брэгговское стекло–вихревое стекло по магнитному полю, при $H_{\text{ext}} = H_{\text{BG-VG}}$.

4) Наличие тенденции к появлению максимумов на зависимостях $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$ при $H_{\text{ext}} > H_{\text{BG-VG}}$, связанных с уменьшением силы пиннинга в результате образования фазы вихревого стекла.

Подчеркнем, что все эти особенности наблюдали при повышении напряженности внешнего магнитного поля по схеме $0 \leq H_{\text{ext}} \leq H_{\text{max}} \sim 500 \text{ Ое}$. Вопрос о природе магниторезистивных эффектов, сопровождающих понижение H_{ext} от H_{max} до нуля, при этом оставался открытым.

Очевидно, что наличие цепочки фазовых переходов в гранулярных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в полях H_{c2J} , H_{c1A} и $H_{\text{BG-VG}}$ в сравнительно узком диапазоне значений H_{ext} открывает широкие перспективы для изучения гистерезисных эффектов в магнитосопротивлении. Изучение закономерностей гистерезиса магнитосопротивления гранулярных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при $T = 77.3 \text{ К}$ в магнитных полях H_{ext} напряженностью до $\sim 500 \text{ Ое}$ и являлось целью настоящей работы.

Программа исследований, впервые реализованная в этой работе, включает проведение магнитоциклирования образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ по схеме $0 \rightarrow H_{\text{max}} \rightarrow 0$ в трех различных группах экспериментов:

1) измерение продольного ($\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}_{\text{ext}}$) и поперечного ($\mathbf{I} \perp \mathbf{H}_{\text{ext}}$) магнитосопротивления при изменении силы транспортного тока в широком диапазоне ($0.01 \leq I/I_c \leq 0.99$, где I_c — критический ток при $H_{\text{ext}} = 0$), $H_{\text{max}} = \text{const}(\sim 500 \text{ Ое})$;

2) измерение продольного и поперечного магнитосопротивления при $I/I_c = \text{const} \sim 0.1$ в широком диапазоне значений величины максимального приложенного поля $\sim 50 \leq H_{\text{max}} \leq 500$ Oe;

3) измерение ориентационных зависимостей величины магнитосопротивления при $I/I_c = \text{const} \sim 0.1$, $H_{\text{max}} = \text{const} (\sim 500 \text{ Oe})$ в диапазоне значений углов между векторами \mathbf{I} и $\mathbf{H}_{\text{ext}} < 0 \leq \varphi \leq 90$ deg.

2. Образцы и методика эксперимента

Объектами исследования служили образцы одной партии ВТСП состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$, синтезированные по стандартной керамической технологии (см., например, [17]). Размеры исследуемых образцов составляли $\sim 3 \times 2 \times 20$ mm. Токовые и потенциальные серебряные контакты наносили при помощи проводящего клея на основе серебра. Для аттестации образцов использовали методы рентгеноструктурного анализа, резистивных и магнитных измерений критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c , измерений критических токов I_c .

Исследуемые образцы были практически однофазными. На рентгенограммах наблюдалась слабая кристаллографическая текстура, близкая к текстуре базисной плоскости (001) орторомбической решетки ВТСП, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Для всех образцов температура середины сверхпроводящего перехода $T_c^{\frac{1}{2}}$ составляла 92.6 K, ширина перехода $\Delta T_c \sim 0.4$ K, удельное электросопротивление $\rho_{273 \text{ K}} \sim 4000 \mu\Omega \cdot \text{cm}$, величина критической плотности тока $j_c \sim 40 \text{ A/cm}^2$ ($T = 77.3 \text{ K}$, $H_{\text{ext}} = 0$).

Для снятия $V-H$ -характеристик при $I = \text{const}$ использовали специальную установку на базе ЭВМ типа IBM PC/AT 386 [18], состоящую из блока управления током источника магнитного поля (соленоида) I_{sol} и блока управления измерительным (транспортным) током I_{meas} , протекающим через образец ВТСП. Наполненный жидким азотом сосуд Дьюара помещался в соленоид. Исследуемые образцы ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ можно было с помощью поворотного устройства [19] поворачивать относительно оси Y от оси $Z(\mathbf{H}_{\text{ext}})$ к оси $X(\mathbf{I})$ лабораторной системы координат на угол φ ($0 \leq \varphi \leq 90$ deg, „шаг“ изменения угла $\varphi - \Delta\varphi = 10$ deg, погрешность установки образца $\delta\varphi \sim 2$ deg).

Все измерения производились в автоматическом режиме: при постоянной величине транспортного тока $I = I_{\text{meas}}$ ток через соленоид I_{sol} плавно увеличивался со скоростью, соответствующей скорости изменения напряженности магнитного поля $\frac{dH_{\text{ext}}}{d\tau} \sim 1-2 \text{ Oe/s}$, до определенной величины, соответствующей заданному значению максимальной напряженности магнитного поля H_{max} , а затем уменьшался до нуля приблизительно с той же скоростью. Полученная информация в виде зависимостей $\rho(H_{\text{ext}})$ при $I = \text{const}$ записывалась в память ЭВМ (погрешность в измерениях относительно магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$ не превышала $10^{-2}\%$).

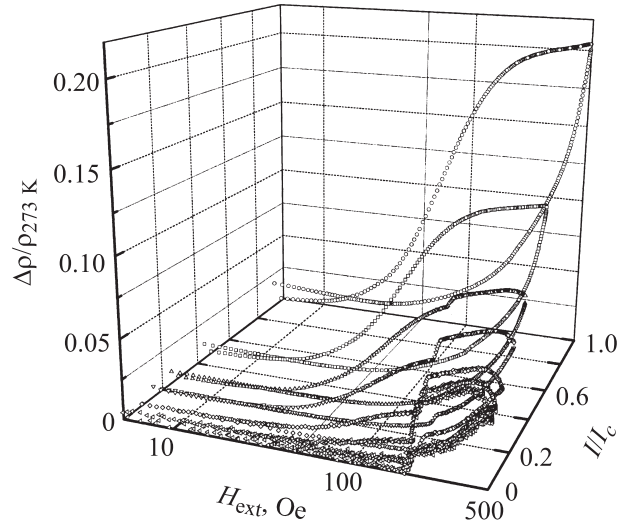


Рис. 1. Эволюция зависимостей $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273 \text{ K}}}(H_{\text{ext}})$ ($\mathbf{I} \perp \mathbf{H}_{\text{ext}}$) образца керамического ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ при изменении транспортного тока.

Затем образец отогревался до $T > T_c$, в зависимости от схемы эксперимента задавалось следующее значение I_{meas} , $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$ или угла φ , и цикл измерений повторялся.

Каждая серия измерений включала до 1000 экспериментальных точек в цикле $0 \rightarrow H_{\text{max}} \rightarrow 0$.

3. Результаты исследования

3.1. Зависимость магнитосопротивления от транспортного тока. Результаты измерений полевых зависимости поперечного магнитосопротивления ($\mathbf{I} \perp \mathbf{H}_{\text{ext}}$) $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273 \text{ K}}}(H_{\text{ext}})$ при $T = 77.3 \text{ K}$ образца состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ при повышении и понижении величины H_{ext} при различных значениях величины транспортного тока ($0.01 \leq I/I_c \leq 0.99$) представлены на рис. 1.¹

Как видно из рисунка, имеет место заметная зависимость хода кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273 \text{ K}}}(H_{\text{ext}})$ в цикле $0 \rightarrow H_{\text{max}} \rightarrow 0$ от величины транспортного тока, хотя во всех случаях величины $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273 \text{ K}}}$ при повышении H_{ext} (обозначаемые в дальнейшем $\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273 \text{ K}}}$) выше, чем величины $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273 \text{ K}}}$ при понижении H_{ext} (обозначаемые $\frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273 \text{ K}}}$):

1) общий уровень магнитосопротивления существенно увеличивается при росте величины I/I_c как при повышении, так и при понижении H_{ext} ;

2) площадь петель гистерезиса увеличивается с ростом величины I/I_c ;

3) при росте величины I/I_c появление магнитосопротивления при повышении напряженности магнитного поля происходит в полях (H_{c2l}^+) , значительно меньше

¹ На этом рисунке (а также на рис. 4, 7, 9) приведена лишь часть полученных в работе данных.

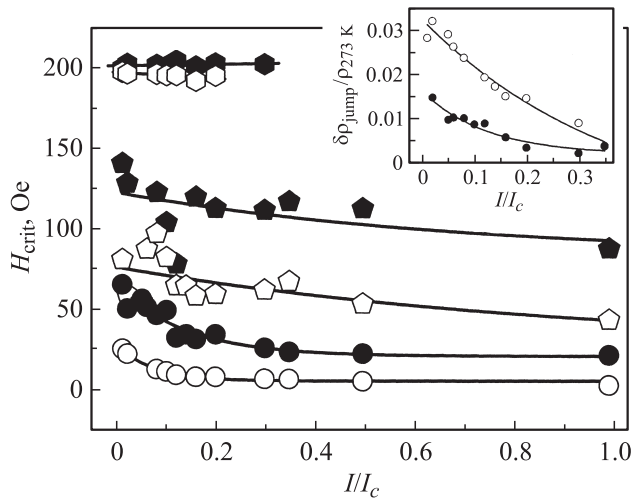


Рис. 2. Зависимости критических полей H_{c2J}^+ , H_{c2J}^- , H_{c1A}^+ , H_{c1A}^- , H_{BG-VG}^+ и H_{BG-VG}^- ($\mathbf{I} \perp \mathbf{H}_{ext}$) образца $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ от транспортного тока. Кружки — поля H_{c2J} , пятиугольники — поля H_{c1A} , шестиугольники — поля H_{BG-VG} . Светлые символы — повышение H_{ext} , темные символы — понижение H_{ext} . На вставке — зависимости скачков магнитосопротивления при $H_{ext} = H_{BG-VG}$ от I/I_c .

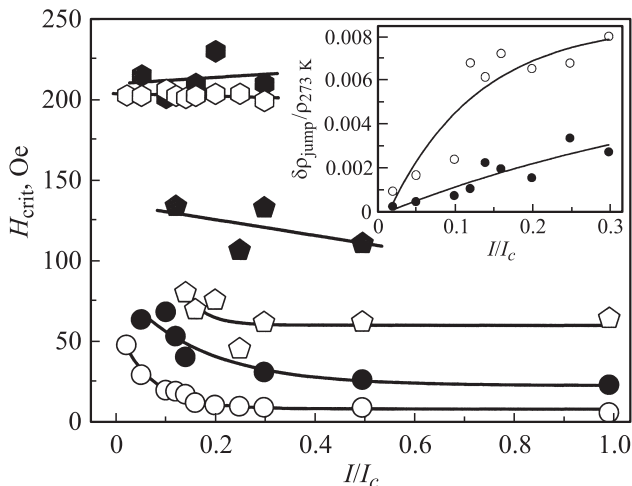


Рис. 3. Зависимости критических полей H_{c2J}^+ , H_{c2J}^- , H_{c1A}^+ , H_{c1A}^- , H_{BG-VG}^+ и H_{BG-VG}^- ($\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}_{ext}$) образца $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ от транспортного тока. Обозначения те же, что на рис. 2. На вставке — зависимости скачков магнитосопротивления при $H_{ext} = H_{BG-VG}$ от I/I_c .

полей, при которых магнитосопротивление исчезает при понижении $H_{ext}(H_{c2J}^-)$;

4) величина скачка на кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ К}}}$, связанная с протеканием прямого и обратного фазовых переходов BG–VG по магнитному полю [14,15], уменьшается при росте величины I/I_c как при повышении, так и при понижении H_{ext} . Величина скачков магнитосопротивления $\frac{\delta\rho_{jump}^+}{\rho_{273\text{ К}}} \gg \frac{\delta\rho_{jump}^-}{\rho_{273\text{ К}}}$. Скачки магнитосопротивления

наблюдаются при $0 \leq I/I_c \leq \sim 0.2$ ($0 \rightarrow H_{max}$) и при $\sim 0.3 \geq I/I_c \geq 0$ ($H_{max} \rightarrow 0$).

На основании измерений поперечного магнитосопротивления при повышении и понижении напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} получены зависимости значений критических полей H_{c2J}^+ , H_{c2J}^- , H_{c1A}^+ , H_{c1A}^- , H_{BG-VG}^+ и H_{BG-VG}^- , а также скачков сопротивления при прямом и обратном BG–VG-фазовых переходах ($\frac{\Delta\rho_{jump}^+}{\rho_{273\text{ К}}}$ и $\frac{\delta\rho_{jump}^-}{\rho_{273\text{ К}}}$) от приведенных значений транспортных токов I/I_c (рис. 2).

Общий уровень продольного магнитосопротивления ($\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}_{ext}$) ВТСП $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ несколько ниже, чем поперечного; характер зависимости критических полей от I/I_c также не изменяется — во всех случаях $H_{c2J}^+ < H_{c2J}^-$, $H_{c1A}^+ < H_{c1A}^-$ и $H_{BG-VG}^+ < H_{BG-VG}^-$ (рис. 3). Однако фазовый переход брэгговское стекло–вихревое стекло наблюдается и при более высоких значениях I/I_c , чем в случае $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}_{ext}$, а скачки магнитосопротивления в поле $H_{ext} = H_{BG-VG}$, значительно меньше, чем в случае $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}_{ext}$, растут при повышении I/I_c .

3.2. Зависимость магнитосопротивления от величины максимального приложенного магнитного поля. Измерения магнитосопротивления и критических токов по схеме $0 \rightarrow H_{max} \rightarrow 0$ в широком диапазоне значений H_{max} считают принципиально важными для развития электродинамики ВТСП (см., например, [13,20,21]).

Результаты измерений полевых зависимости поперечного магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ К}}}(H_{ext})$ образца $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ в диапазоне $\sim 50 - \sim 500$ Oe и при постоянной величине транспортного тока ($I/I_c \sim 0.1$) представлены на рис. 4.

Из рисунка видно, что при росте величины H_{max} имеют место следующие закономерности: 1) необратимость

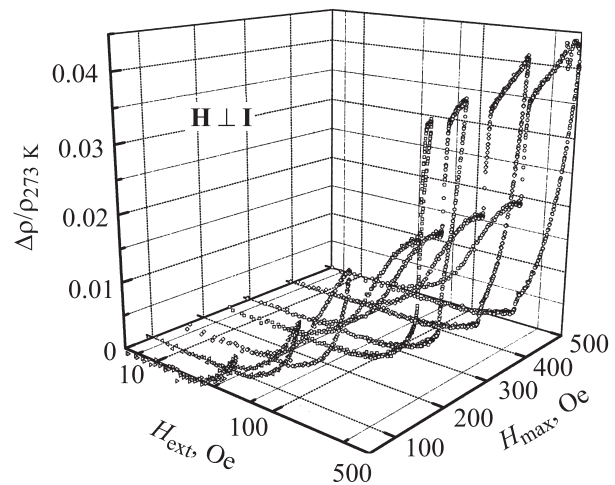


Рис. 4. Эволюция зависимостей $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ К}}}(H_{ext})$ ($\mathbf{I} \perp \mathbf{H}_{ext}$) образца $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ при изменении величины максимального приложенного магнитного поля H_{max} .

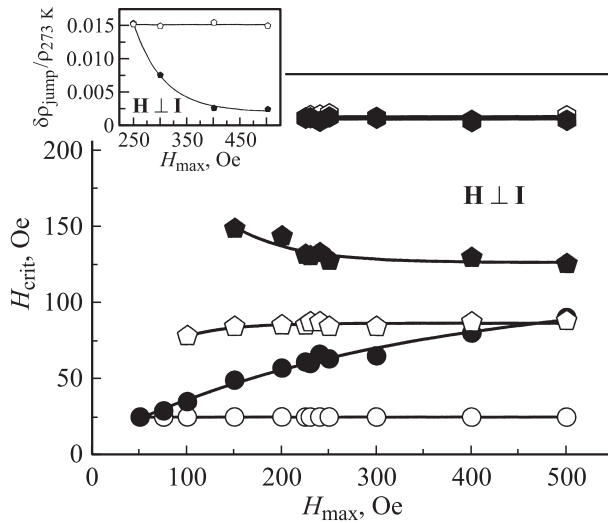


Рис. 5. Зависимости критических полей H_{c2J}^+ , H_{c2J}^- , H_{c1A}^+ , H_{c1A}^- , H_{BG-VG}^+ и H_{BG-VG}^- ($\mathbf{I} \perp \mathbf{H}_{\text{ext}}$) образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ от величины максимального приложенного магнитного поля H_{max} . Обозначения те же, что на рис. 2. На вставке — зависимости скачков магнитосопротивления при $H_{\text{ext}} = H_{BG-VG}$ от H_{max} .

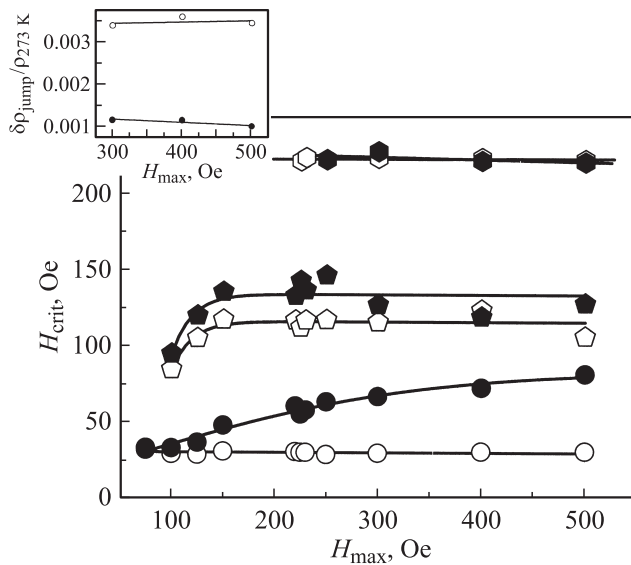


Рис. 6. Зависимости критических полей H_{c2J}^+ , H_{c2J}^- , H_{c1A}^+ , H_{c1A}^- , H_{BG-VG}^+ и H_{BG-VG}^- ($\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}_{\text{ext}}$) образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ от величины максимального приложенного магнитного поля H_{max} . Обозначения те же, что на рис. 2. На вставке — зависимости скачков магнитосопротивления при $H_{\text{ext}} = H_{BG-VG}$ от H_{max} .

хода кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}(H_{\text{ext}})$ при повышении и понижении H_{ext} появляется при $\sim 75 < H_{\text{max}} < 100$ Ое; 2) площадь петель гистерезиса увеличивается с ростом H_{max} ; 3) скачки на кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}(H_{\text{ext}})$ при повышении и понижении H_{ext} появляются при $H_{\text{max}} > 200$ Ое.

На основании измерений поперечного магнитосопротивления при повышении и понижении напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} получены зависимости

значений критических полей H_{c2J}^+ , H_{c2J}^- , H_{c1A}^+ , H_{c1A}^- , H_{BG-VG}^+ и H_{BG-VG}^- , а также скачков сопротивления при фазовом переходе BG-VG ($\frac{\delta\rho_{\text{jump}}^+}{\rho_{273\text{K}}}$ и $\frac{\delta\rho_{\text{jump}}^-}{\rho_{273\text{K}}}$) от величины максимального приложенного магнитного поля H_{max} (рис. 5).

При параллельной ориентации тока и поля ($\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}_{\text{ext}}$) характер полевых зависимостей критических полей и скачков магнитосопротивления при $H_{\text{ext}} = H_{BG-VG}$ принципиально такой же, как и в случае $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}_{\text{ext}}$ (рис. 6). Однако обнаружить наличие заметной зависимости

$\frac{\delta\rho_{\text{jump}}^+}{\rho_{273\text{K}}}$ и $\frac{\delta\rho_{\text{jump}}^-}{\rho_{273\text{K}}}$ от H_{max} не удается (возможно, в связи с малостью самих скачков магнитосопротивления), хотя то обстоятельство, что $\frac{\delta\rho_{\text{jump}}^+}{\rho_{273\text{K}}} > \frac{\delta\rho_{\text{jump}}^-}{\rho_{273\text{K}}}$, сомнений не вызывает.

3.3. Ориентационная зависимость магнитосопротивления. Результаты измерений полевых зависимости магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}(H_{\text{ext}})$ при $T = 77.3$ К образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ при различной взаимной ориентации векторов тока \mathbf{I} и магнитного поля \mathbf{H}_{ext} при постоянной величине транспортного тока ($I/I_c \sim 0.1$) представлены на рис. 7.

Качественно все зависимости $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}(H_{\text{ext}})$ ($\varphi = \text{const}$) подобны, однако с ростом угла между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} площадь петель гистерезиса магнитосопротивления увеличивается.

Угловые зависимости критических магнитных полей фазовых переходов представлены на рис. 8. В явном виде наблюдается увеличение различных полей H_{c2J}^+ и H_{c2J}^- с ростом угла между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} , в то время как для полей H_{c1A}^+ и H_{c1A}^- наблюдается противоположная тенденция. Значения полей фазовых переходов брэгговское стекло-вихревое стекло при повышении и понижении напряженности внешнего магнитного

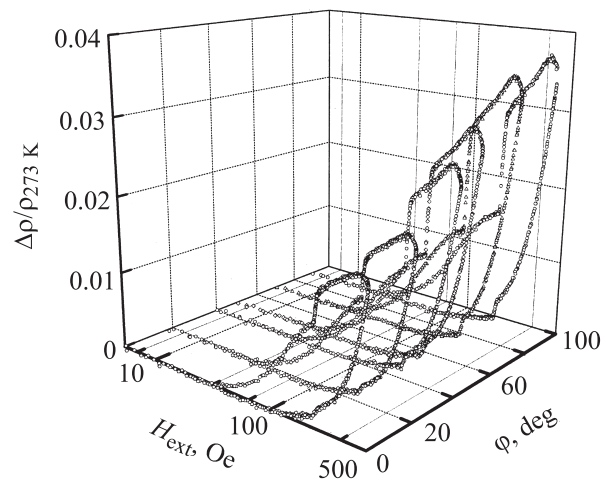


Рис. 7. Эволюция зависимостей $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}(H_{\text{ext}})$ образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ при изменении угла φ между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} .

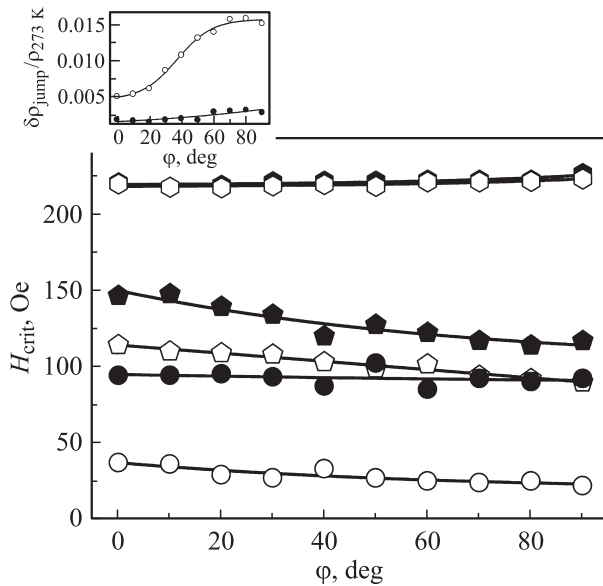


Рис. 8. Угловые зависимости критических полей H_{c2J}^+ , H_{c2J}^- , H_{c1A}^+ , H_{c1A}^- , H_{BG-VG}^+ и H_{BG-VG}^- образца $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$. Обозначения те же, что на рис. 2. На вставке — зависимости скачков магнитосопротивления при $H_{ext} = H_{BG-VG}$ от угла φ .

поля H_{ext} различаются крайне незначительно, однако во всех случаях $H_{BG-VG}^+ < H_{BG-VG}^-$. Величины скачков магнитосопротивления при BG–VG-фазовом переходе существенно различны: $\frac{\delta\rho_{jump}^+}{\rho_{273K}} \gg \frac{\delta\rho_{jump}^-}{\rho_{273K}}$, разность скачков $\left(\frac{\delta\rho_{jump}^+}{\rho_{273K}} - \frac{\delta\rho_{jump}^-}{\rho_{273K}}\right)$ растет при повышении угла между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} (см. вставку к рис. 8).

4. Обсуждение результатов

Прежде чем переходить к обсуждению явления гистерезиса в магнитосопротивлении керамических образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$, отметим следующие немаловажные обстоятельства.

1) Все измерения проведены на керамических образцах, практически не различающихся по технологии синтеза, геометрии, структуре и электрофизическим свойствам (см. раздел 2).

2) Данные, полученные в экспериментах по зависимости магнитосопротивления ВТСП $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ от транспортного тока (см. подраздел 3.1), от максимального приложенного поля (см. подраздел 3.2) и от угла между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} (см. подраздел 3.3), хорошо согласуются между собой — величины $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273K}}$, характер гистерезисных эффектов и значения критических полей, полученные при равных значениях I/I_c , H_{max} и угла φ в различных экспериментах, практически совпадают.

3) Несмотря на относительно невысокие значения $H_{ext} \leq 500$ Oe, величина магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273K}}$ довольно высока и достигает более 20% удельного

сопротивления $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ в нормальном состоянии (см., например, рис. 1).

При обсуждении результатов изучения магнитосопротивления ВТСП $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ следует исходить из того, что величина магнитосопротивления фактически зависит не от приложенного к образцу внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} , а от внутреннего магнитного поля \mathbf{H}_{int} — суммы поля \mathbf{H}_{ext} , полей размагничивания \mathbf{H}_{demagn} , связанных с геометрией образца, и полей \mathbf{H}_{trap} , захваченных образцом в результате обработки магнитным полем и ориентированных противоположно внешнему магнитному полю ($\mathbf{H}_{trap} \uparrow \downarrow \mathbf{H}_{ext}$) (см., например, [13,20,22]). Это означает, что в каждом цикле измерений магнитосопротивления по схеме $0 \rightarrow H_{max} \rightarrow 0$ участвуют два типа образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$: 1) керамические образцы, охлажденные в отсутствие магнитного поля (ZFC-режим), гранулы которых при повышении напряженности внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} ($H_{ext}^+ > H_{c1A}$) могут захватывать магнитный поток (полуцикл $0 \rightarrow H_{max}$); 2) образцы, которые при понижении напряженности внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} (H_{ext}^-) несут магнитное поле \mathbf{H}_{trap} , захваченное сверхпроводящими гранулами и, возможно, слабыми связями ВТСП [23] (FC-режим, полуцикл $H_{max} \rightarrow 0$).

Это означает, что в образце ВТСП в цикле $0 \rightarrow H_{max} \rightarrow 0$ должно происходить изменение плотности и геометрии распределения вихрей Джозефсона и Абрикосова (см., например, [23–26]).

Как известно [22], достаточно корректный расчет напряженности внутренних магнитных полей сверхпроводника \mathbf{H}_{int} возможен лишь в двух простейших случаях.

1) При $H_{ext} < H_{c1A}$ гранулы ВТСП находятся в диамагнитном состоянии, магнитная восприимчивость сверхпроводника $\chi = const = -\frac{1}{4\pi}$ и поле H_{int} составляет

$$H_{int} = \frac{H_{ext}^+}{1 - D^+}, \quad (1)$$

где D^+ — эффективный размагничивающий фактор для поля H_{ext}^+ .

2) При высоких значениях H_{ext} гранулы керамического образца ВТСП полностью пронизаны магнитными вихрями Абрикосова и определение намагниченности сверхпроводника M возможно в рамках традиционной модели критического состояния (см., например, [27]); в таком случае поле H_{int} составляет

$$H_{int} = H_{ext}^- - D^- \cdot 4\pi M, \quad (2)$$

где D^- — эффективный размагничивающий фактор для поля H_{ext}^- (как правило, $D^+ \neq D^-$).

Надо полагать, что изучение гистерезиса магнитосопротивления ВТСП $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ дает возможность оценить величины захваченного магнитного поля H_{trap} , а следовательно, и внутреннего магнитного поля H_{int} и на этой основе интерпретировать наблюдаемые гистерезисные эффекты, а именно: 1) $\frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273K}} < \frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273K}}$; 2) повышение критических магнитных полей всех фазовых переходов ($H_{c2J}^- > H_{c2J}^+$, $H_{c1A}^- > H_{c1A}^+$, $H_{BG-VG}^- > H_{BG-VG}^+$) при од-

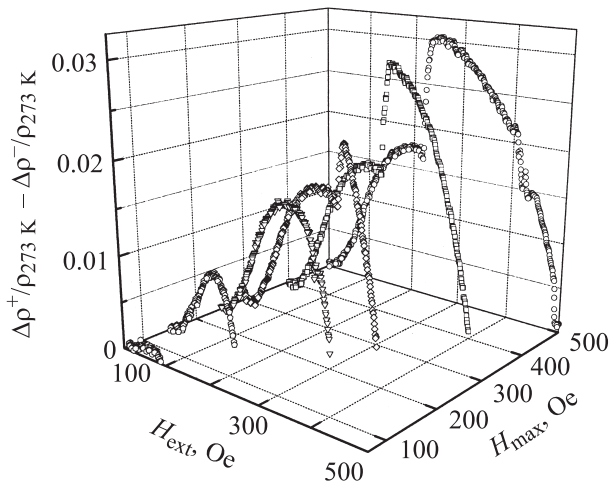


Рис. 9. Зависимости $\left[\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}\right](H_{\text{ext}})$ для образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ при $75 \leq H_{\text{max}} \leq 500$ Ое.

новременном уменьшении скачков магнитосопротивления $\frac{\delta\rho_{\text{jump}}^-}{\rho_{273\text{ К}}} < \frac{\delta\rho_{\text{jump}}^+}{\rho_{273\text{ К}}}$ при BG–VG-фазовом переходе.

Очевидно, что достаточно продуктивным путем для оценки величины H_{trap} является рассмотрение зависимостей $\left[\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}\right](H_{\text{ext}})$ в широком диапазоне значений H_{max} [13,20] (по-видимому, подобным образом можно рассматривать зависимости $\left[\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}\right](H_{\text{ext}})$, полученные при изменении транспортного тока и угла между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}). Для иллюстрации на рис. 9 на основании данных, приведенных на рис. 4, представлено семейство соответствующих плоских кривых $\left[\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}\right](H_{\text{ext}})$.

Все кривые $\left[\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}\right](H_{\text{ext}})$ при $H_{\text{ext}} < H_{c2J}^+$, для которых, естественно, величина $\left[\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}\right] \equiv 0$, лежат в плоскости $H_{\text{ext}} - H_{\text{max}}$; в более сильных полях кривые имеют характерный „колоколообразный“ вид; при $H_{\text{max}} > H_{\text{BG-VG}}$ на кривых наблюдаются характерные скачки. С ростом H_{max} высота „колокола“ $\left(\left[\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}\right]_{\text{peak}}\right)$, а также площадь петли гистерезиса, т.е. площадь под кривой $\left[\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}\right](H_{\text{ext}}) \left\{ \int_{H_{c2J}^+}^{H_{\text{max}}} \left[\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}\right] dH_{\text{ext}} \right\}$ растут. Обе эти величины в известной степени можно рассматривать в качестве интегральной меры величины магнитного поля H_{trap} , захваченного при изменении величины внешнего поля H_{ext} по схеме $0 \rightarrow H_{\text{max}} \rightarrow 0$ [13].

Очевидно, что при любом конкретном значении H_{ext} величина захваченного поля H_{trap} (точнее, разность полей, захваченных образцом ВТСП на путях $0 \rightarrow H_{\text{max}}$ и $H_{\text{max}} \rightarrow 0$) должна быть различной. И локальной мерой захваченного поля H_{trap} может служить величина

вертикального сечения петли гистерезиса магнитосопротивления $\left[\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}\right]_{H_{\text{ext}}}$ при данном значении H_{ext} .

Согласно полученным в настоящей работе данным относительно магнитосопротивления керамического ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$, в слабых магнитных полях наиболее чувствительными к изменениям внешних параметров эксперимента (I/I_c , H_{max} или φ) являются величины критических полей слабых связей H_{c2J}^+ и H_{c2J}^- (см. рис. 2, 3, 5, 6, 8), поэтому можно ожидать наличия количественной корреляции между изменениями значений H_{c2J} при повышении и понижении H_{ext} [$\Delta H_{c2J} = (H_{c2J}^- - H_{c2J}^+)$] и величинами $\left[\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}\right]_{H_{c2J}^-}$.

На рис. 10 представлены зависимости величин $\Delta H_{c2J} = (H_{c2J}^- - H_{c2J}^+)$ от $\left[\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}\right]_{H_{c2J}^-}$, полученные при измерениях магнитосопротивления при изменении силы тока, максимального внешнего поля и угла между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} .

Как видно из рисунка, имеет место вполне удовлетворительная корреляция между повышением критических полей слабых связей H_{c2J} в результате захвата магнитного поля и вертикальным размером петли гистерезиса магнитосопротивления $\left[\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}\right]_{H_{c2J}^-}$ при $H_{\text{ext}} = H_{c2J}^-$.

Строго говоря, в результате захвата магнитного поля должны изменяться не значения критических полей H_{c2J} , H_{c1A} или $H_{\text{BG-VG}}$, а величины внутренних магнитных полей H_{int} (см. выше), под действием которых происходит проникновение магнитного поля в систему слабых связей (H_{c2J}) и в сверхпроводящие гранулы (H_{c1A}) и перестройка вихревой структуры в гранулах ($H_{\text{BG-VG}}$). Надо полагать, что зависимость сдвига величины критических полей слабых связей от

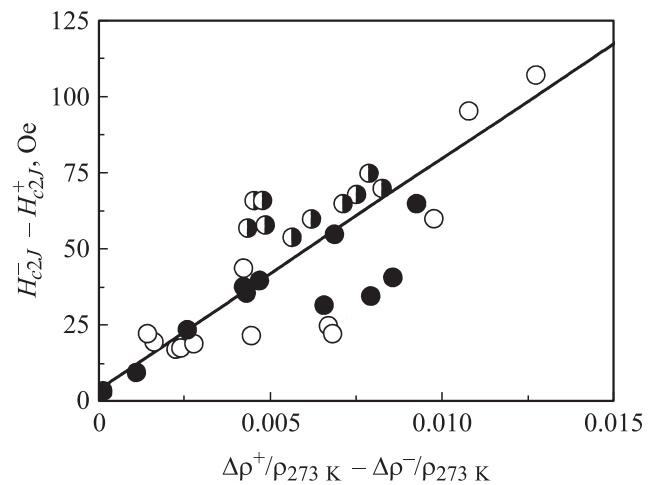


Рис. 10. Зависимости $H_{c2J}^- - H_{c2J}^+$ от $\left[\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}\right]_{H_{c2J}^-}$. Светлые символы — изменение I/I_c , темные символы — изменение H_{max} , двухцветные символы — изменение угла φ .

размера петли гистерезиса магнитосопротивления при $H_{ext} = H_{c2J}^-$, представленная на рис. 10, по существу иллюстрирует связь изменения внутренних магнитных полей и магнитосопротивления керамического ВТСП $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$.

Эффект повышения величин $\Delta H_{c1A} = (H_{c1A}^- - H_{c1A}^+)$ и $\Delta H_{BG-VG} = (H_{BG-VG}^- - H_{BG-VG}^+)$ при росте $\left[\frac{\Delta \rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta \rho^-}{\rho_{273\text{ К}}} \right]$ также имеет место, но выражен он не столь явно, как эффект повышения $\Delta H_{c2J} = (H_{c2J}^- - H_{c2J}^+)$. Надо полагать, что это связано как с низкой точностью определения нижних критических полей сверхпроводящих гранул H_{c1A} , так и с наличием довольно слабых изменений полей H_{BG-VG}^- и H_{BG-VG}^+ при внешних воздействиях.

5. Заключение

Основным итогом настоящей работы следует считать установление наличия прямой зависимости между значениями критических магнитных полей фазовых переходов в системе слабых связей и в сверхпроводящих гранулах керамического ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (H_{c2J} , ΔH_{c1A} и ΔH_{BG-VG}) при повышении и понижении напряженности внешнего магнитного поля и характером петли гистерезиса магнитосопротивления. Наличие корреляции между сдвигом критических полей фазовых переходов при понижении напряженности внешнего магнитного поля и „вертикальными“ размерами петли гистерезиса магнитосопротивления $\left[\frac{\Delta \rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta \rho^-}{\rho_{273\text{ К}}} \right]_{H_{ph.tr.}^-}$, где $H_{ph.tr.}^-$ — критическое поле фазового перехода при понижении напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} , получено на основании экспериментов, в которых варьировались плотность транспортного тока, максимальная напряженность внешнего магнитного поля и угол между векторами тока и магнитного поля.

Установлены факторы, приводящие к увеличению площади и изменению формы петель гистерезиса магнитосопротивления и $\left[\frac{\Delta \rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta \rho^-}{\rho_{273\text{ К}}} \right]_{H_{ph.tr.}^-}$: 1) повышение плотности транспортного тока; 2) повышение величины максимального магнитного поля в цикле $0 \rightarrow H_{max} \rightarrow 0$; 3) увеличение угла между векторами **I** и **H**.

Изучение эволюции размеров и формы петель гистерезиса магнитосопротивления при изменении плотности транспортного тока, максимальной напряженности внешнего магнитного поля и угла между векторами тока и магнитного поля дает возможность оценить величину внутреннего магнитного поля в ВТСП, что в свою очередь должно привести к расширению существующих представлений о динамике проникновения магнитного поля в джозефсоновские слабые связи и сверхпроводящие гранулы, о захвате магнитного потока, о критических магнитных полях и токах слабых связей и сверхпроводящих гранул и т.п.

Авторы благодарят В.В. Деревянко за помощь в проведении экспериментов.

Список литературы

- [1] J.G. Bednorz, K.A. Müller. *Z. Phys. B* **64**, 189 (1986).
- [2] J.W. Ekin, A.L. Braginski, A.J. Panson, M.A. Janoko, D.W. Gapone II, N.J. Zalwzec, B. Flandermeyer, O.F. de Lima, M. Hong, J. Kwo, S.H. Lion. *J. Appl. Phys.* **62**, 4821 (1987).
- [3] K.Y. Chen, Y.J. Qian. *Physica C* **159**, 131 (1989).
- [4] Yu.S. Karimov, A.D. Kikin. *Physica C* **169**, 50 (1990).
- [5] X.Y. Cai, A. Gurevich, I.-F. Tsu, D.L. Kaiser, S.E. Babcock, D.C. Larbalestier. *Phys. Rev. B* **57**, 10 951 (1998).
- [6] Yu.N. Ovchinnikov, S.A. Wolf, V.Z. Kresin. *Phys. Rev. B* **63**, 064 524 (2001).
- [7] L. Ji, M.S. Rzechowski, N. Annand, M. Tinkham. *Phys. Rev. B* **47**, 470 (1993).
- [8] A. Kiliç, K. Kiliç, H. Yetiş, O. Çetin. *J. Appl. Phys.* **95**, 1924 (2004); *New J. Phys.* **7**, 212 (2005).
- [9] V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *Functional Mater.* **11**, 710 (2004).
- [10] C.A.M. dos Santos, M.S. da Luz, B. Ferreira, A.J.S. Machado. *Physica C* **391**, 345 (2003).
- [11] E. Mogilko, Y. Schlesinger, L. Burlachkov. *Physica B* **284–288**, 911 (2000).
- [12] Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, С.И. Попков, М.И. Петров. Письма в ЖТФ **29**, 15 (2003); Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, С.И. Попков, Д.М. Гокхфельд, М.И. Петров. *Supercond, Sci. Technol.* **17**, 175 (2004).
- [13] M.G. das Virgens, S. Garcia, L. Ghivelder. *Eur. Phys. J. B* **49**, 135 (2006).
- [14] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **48**, 1374 (2006).
- [15] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **49**, 1744 (2007).
- [16] T. Giamarchi, P. Le Doussal. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1530 (1994); *Phys. Rev. B* **55**, 6577 (1997); T. Klein, I. Joumard, S. Blanchard, J. Marcus, R. Cibitt, T. Giamarchi, P. Le Doussal. *Nature* **413**, 404 (2001); A.D. Hernández, D. Dominguez. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 117 002 (2004).
- [17] V.A. Finkel', V.M. Arzhavtin, A.A. Blinkin, V.V. Derevyanko, Yu. Yu. Razdovskii. *Physica C* **235–240**, 303 (1994).
- [18] В.В. Торяник, В.А. Финкель, В.В. Деревянко. *Физика и химия обраб. материалов* **5**, 55 (1995).
- [19] В.А. Финкель, В.В. Торник. ФНТ **23**, 824 (1997); В.А. Финкель, В.В. Деревянко. ФНТ **26**, 128 (2000).
- [20] M.G. das Virgens, S. Garcia, M.A. Continentino, L. Ghivelder. *Phys. Rev. B* **71**, 064 520 (2005).
- [21] A.J. Batista-Leyva, R. Cobas, E. Estévez-Rams, M.T.D. Orlando, C. Noda, E. Altshuler. *Physica C* **331**, 57 (2000).
- [22] M.N. Kunchur, T.R. Askew. *J. Appl. Phys.* **84**, 6763 (1998).
- [23] K.H. Müller, D.N. Matthews. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **3**, 1229 (1993).
- [24] E. Altshuler, S. Garcia, J. Barroso. *Physica C* **177**, 61 (1991).
- [25] E. Altshuler, P. Mune, J. Musa, J.L. Gonzales, O. Eres, C. Hart. *J. Supercond.* **8**, 781 (1995).
- [26] Н.Д. Кузьмичев. Письма в ЖТФ **74**, 291 (2001).
- [27] C.P. Bean. *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962); *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1964).