

05;12

Захват магнитного потока в гранулярных высокотемпературных сверхпроводниках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ под действием внешнего магнитного поля и транспортного тока

© Т.В. Сухарева, В.А. Финкель

Харьковский физико-технический институт НАН Украины,
61108 Харьков, Украина
e-mail: finkel@kipt.kharkov.ua

(Поступило в Редакцию 30 июля 2008 г. В окончательной редакции 5 марта 2009 г.)

Изучено явление захвата магнитного потока (ЗМП) в гранулярных образцах высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. При $T = 77.36$ К установлен характер зависимости гистерезиса поперечного магнитосопротивления от силы транспортного тока I и максимального значения напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} в измерительном цикле „ $0 \rightarrow H_{ext}^{max} \rightarrow 0$ “. Определены зависимости параметров, характеризующих явление ЗМП — остаточного магнитосопротивления, поля H_{min} , при котором наблюдается минимум магнитосопротивления, и магнитосопротивления при $H_{ext} = H_{min}$ — от I и H_{ext}^{max} . Установлено, что ЗМП происходит в гранулах ВТСП под действием внешнего магнитного поля, превышающего значение нижнего критического поля сверхпроводящих гранул H_{c1A} ; сила транспортного тока не оказывает заметного влияния на величину эффекта ЗМП.

Введение

Захват магнитного потока (ЗМП) монокристаллическими, пленочными и керамическими образцами оксидных высокотемпературных сверхпроводников — эффект, представляющий большой научный и прикладной интерес. Изучение явления ЗМП, с одной стороны, вносит весомый вклад в развитие электродинамики высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) (см., например, [1–9]), а с другой стороны, на основе этого явления в настоящее время создан или разрабатывается ряд приборов и устройств новой техники (сверхпроводящие и комбинированные — сверхпроводник плюс ферромагнетик — магниты, установки для магнитной левитации и т.п. (см., например, [5,10–12])).

Согласно существующим представлениям (см., например, [1,9,13,14]), в двухуровневой сверхпроводящей системе, характерной для гранулярных (керамических) ВТСП [15] — гранулы с сильной сверхпроводимостью и джозефсовская среда (границы гранул — „слабые связи“) со слабой сверхпроводимостью — захват магнитного потока происходит в результате проникновения вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы и их последующего пиннинга. Роль джозефсовской среды в явлении ЗМП, по-видимому, крайне мала и „слабые связи“ в основном ответственны за процессы диссипации в керамических ВТСП [16].

Для изучения ЗМП, как правило, исследуют гистерезисные явления в ВТСП: полевые зависимости намагниченности, критического тока, магнитосопротивления и других кинетических свойств при повышении и понижении напряженности внешнего магнитного поля.

В настоящей работе, посвященной экспериментальному изучению явления захвата магнитного потока в гранулярных ВТСП на основании измерений магнитосопротивления гранулярных ВТСП, используются следующие физические величины:¹

используются следующие физические величины:¹

H_{ext} — напряженность внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} ;

H_{ext}^{max} — максимальное значение H_{ext} в измерительном цикле „ $0 \rightarrow H_{ext}^{max} \rightarrow 0$ “;

H_{c2J} — верхнее критическое поле джозефсоновских „слабых связей“;

H_{c1A} — нижнее критическое поле сверхпроводящих гранул;

H_{trap} — напряженность захваченного магнитного поля \mathbf{H}_{trap} ;

H_{min} — величина поля H_{ext}^- , соответствующая появлению минимума магнитосопротивления;

I — сила транспортного тока \mathbf{I} ;

I_c — критический ток;

R_{273K} и ρ_{273K} — соответственно электросопротивление образца ВТСП и удельное электросопротивление при температуре $T = 273$ К и $H_{ext} = 0$.

$\Delta R(H_{ext})$ и $\Delta \rho(H_{ext})$ — соответственно электросопротивление образца ВТСП и удельное электросопротивление в магнитном поле H_{ext} ;

ΔR_{rem} и $\Delta \rho_{rem}$ — соответственно остаточное магнитосопротивление образца ВТСП и удельное магнитосопротивление при $H_{ext}^- = 0$;

ΔR_{min} и $\Delta \rho_{min}$ — соответственно значение минимума магнитосопротивления образца ВТСП и удельного магнитосопротивления при $H_{ext}^- = H_{min}$.

Очевидно, что установление характера гистерезиса магнитосопротивления ВТСП, т.е. поведения магнитосопротивления при повышении и последующем понижении H_{ext} является весьма информативным путем

¹ Верхний индекс „+“ относится к величинам, полученным при повышении, а индекс „–“ — при понижении напряженности магнитного поля.

изучения явления захвата магнитного потока. ЗМП может приводить к появлению и последующей временной релаксации остаточного магнитосопротивления, возникающего в ВТСП в результате предварительного воздействия достаточно сильного внешнего магнитного поля и/или транспортного тока, а также к появлению некоторых особенностей полевых зависимостей магнитосопротивления при понижении H_{ext} от максимального значения $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$ до нуля. Необходимо отметить, что появление остаточного магнитосопротивления при прочих равных условиях (постоянство критической температуры сверхпроводника, температуры эксперимента, диапазона „магнитоциклирования“ и т.п.) наблюдается не для всех образцов ВТСП. Так, в ряде работ [12,17–20] при изучении магнитосопротивления керамических образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ появление остаточного магнитосопротивления R_{rem} не наблюдалось. При этом гистерезисные эффекты имели место: характер полевых зависимостей магнитосопротивления при повышении и понижении H_{ext} существенно различался. Возможные причины отсутствия остаточного магнитосопротивления будут рассмотрены ниже. Немаловажным обстоятельством является и то, что в экспериментах по измерению полевых зависимостей электрического сопротивления при „магнитоциклировании“ по схеме „ $0 \rightarrow H_{\text{ext}}^{\text{max}} \rightarrow 0$ “ возможно независимое изменение двух внешних параметров — величины приложенного внешнего магнитного поля и силы транспортного тока.

Алгоритм установления влияния транспортного тока на величину ЗМП предельно прост — необходимо измерять магнитосопротивление ВТСП в широком диапазоне значений силы транспортного тока I при $H_{\text{ext}}^{\text{max}} = \text{const}$ в измерительном цикле „ $0 \rightarrow H_{\text{ext}}^{\text{max}} \rightarrow 0$ “.

Для установления влияния магнитного поля на величину ЗМП необходимо, очевидно, варьировать глубину „магнитоциклирования“ [18,21,22], т.е. измерять магнитосопротивление ВТСП, изменяя значение $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$ в измерительном цикле „ $0 \rightarrow H_{\text{ext}}^{\text{max}} \rightarrow 0$ “ при $I = \text{const}$.

Целью работы является установление закономерностей явления захвата магнитного потока в гранулярных ВТСП. В работе изучался гистерезис магнитосопротивления гранулярных образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} и силы транспортного тока I . В этой связи проведены измерения поперечного магнитосопротивления ($\mathbf{I} \perp \mathbf{H}_{\text{ext}}$) керамических образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при температуре кипения жидкого азота $T = 77.36$ К по двум описанным выше алгоритмам.

1. Образцы и методика эксперимента

Объектами исследования служили образцы одной партии ВТСП состава, близкого к $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$, синтезированные по „стандартной“ керамической технологии (см., например, [23]). Размеры исследуемых образцов составляли $\sim 3 \times 2 \times 20$ мм. Токовые и потенциальные 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ были практически однофазными. Температура середины сверхпроводящего перехода, $T_c^{1/2}$, составляла 92.6 ± 0.1 К, ширина перехода $\Delta T_c = 0.4$ К, удельное электросопротивление $\rho_{273\text{K}} \sim 4000 \mu\Omega\text{cm}$.

Для измерения магнитосопротивления применялась специальная установка [24], состоящая из блока управления током источника магнитного поля (соленоида) и блока управления измерительным (транспортным) током, протекающим через образец. Наполненный жидким азотом сосуд Дьюара с держателем образцов помещался в соленоид. С помощью держателя исследуемые образцы ориентировали длинной осью перпендикулярно оси соленоида ($\mathbf{I} \perp \mathbf{H}_{\text{ext}}$). Образцы охлаждались до температуры кипения жидкого азота ($T = 77.36$ К) в отсутствие магнитного поля (ZFC-режим).

Измерения проводились по двух различным схемам (см. Введение):

1) при изменении силы транспортного тока в пределах $\sim 10 \leq I \leq \sim 800$ мА в практически постоянном диапазоне „ $0 \rightarrow 500$ Ое $\rightarrow 0$ “;

2) при постоянном значении силы транспортного тока $I = 450$ мА и изменении величины $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$ в цикле „ $0 \rightarrow H_{\text{ext}}^{\text{max}} \rightarrow 0$ “ в пределах $\sim 50 \leq H_{\text{ext}}^{\text{max}} \leq \sim 450$ Ое.

Измерения магнитосопротивления были полностью автоматизированы: при заданном измерительном токе ток через соленоид плавно увеличивался со скоростью, соответствующей скорости изменения напряженности магнитного поля $\frac{dH_{\text{ext}}}{dt} \sim 1-2$ Ое/с, до определенной величины, соответствующей значению максимальной напряженности магнитного поля $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$, а затем уменьшался до нуля приблизительно с той же скоростью. Полученная информация в виде зависимостей $R(H_{\text{ext}})$ при заданном значении транспортного тока ($I = \text{const}$) записывалась в память ЭВМ. Погрешность в измерениях относительного магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}(H_{\text{ext}}) \equiv \frac{\Delta R}{R_{273\text{K}}}(H_{\text{ext}})$ не превышала $10^{-2}\%$. После завершения цикла измерений образец отогревался до $T > T_c$, транспортный ток сбрасывался, задавалось следующее значение измерительного тока или $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$, и цикл измерений повторялся.

2. Результаты исследования

2.1. Влияние транспортного тока на магнитосопротивление гранулярных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Результаты измерений полевых зависимостей электросопротивления $R(H_{\text{ext}})$ при $T = 77.36$ К, $\sim 10 \leq I \leq 800$ ма, $H_{\text{ext}}^{\text{max}} = -500$ Ое для типичного керамического образца ВТСП состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ представлены на рис. 1.

Как видно, на всех кривых $R(H_{\text{ext}})$ при повышении напряженности магнитного поля (полуцикл „0 $\rightarrow H_{\text{ext}}^{\text{max}}$ “, ZFC-режим) при $H_{\text{ext}}^+ \geq H_{c2J}$, где $H_{c2J}(I)$ — зависящее от величины транспортного тока верхнее критическое поле джозефсоновских „слабых связей“ [13,14,17,22], имеет место появление магнитосопротивления ($R \neq 0$). При повышении силы транспортного тока I наблюдается довольно сильный рост магнитосопротивления. На полуцикле „0 $\rightarrow H_{\text{ext}}^{\text{max}}$ “ поле H_{c2J} быстро уменьшается при повышении I (рис. 2).

На полуцикле „ $H_{\text{ext}}^{\text{max}} \rightarrow 0$ “ (EC-режим) при токах $I > \sim 100$ mA имеют место два эффекта (см. рис. 1):

- 1) появление минимума магнитосопротивления при $H_{\text{ext}}^- = H_{\text{min}}$,
- 2) появление остаточного магнитосопротивления при $H_{\text{ext}}^- = 0$.

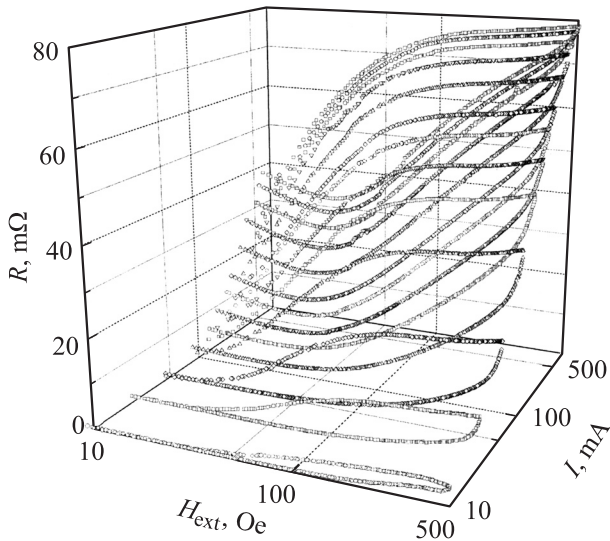


Рис. 1. Зависимости $R(H_{\text{ext}})$ для керамического образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ при $T = 77.36$ К при различных значениях силы транспортного тока I . $H_{\text{ext}}^{\text{max}} \approx \sim 500$ Oe.

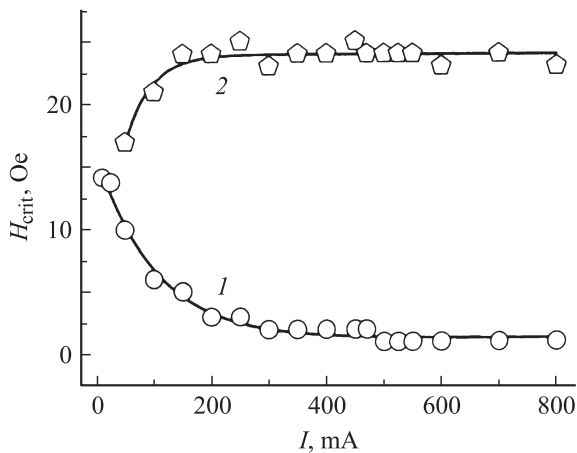


Рис. 2. Зависимости величин полей H_{c2J} (1) и H_{min} (2) для керамического образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ при $T = 77.36$ К от силы транспортного тока I .

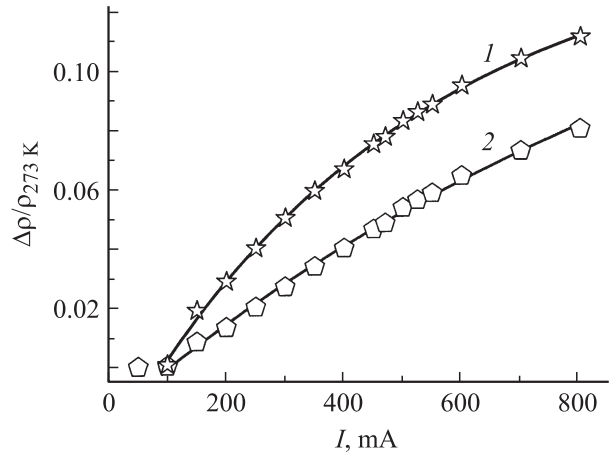


Рис. 3. Зависимости величин $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ K}}}(I)$ (1) и $\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ K}}}(I)$ (2) от силы транспортного тока для керамического образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ при $T = 77.36$ К.

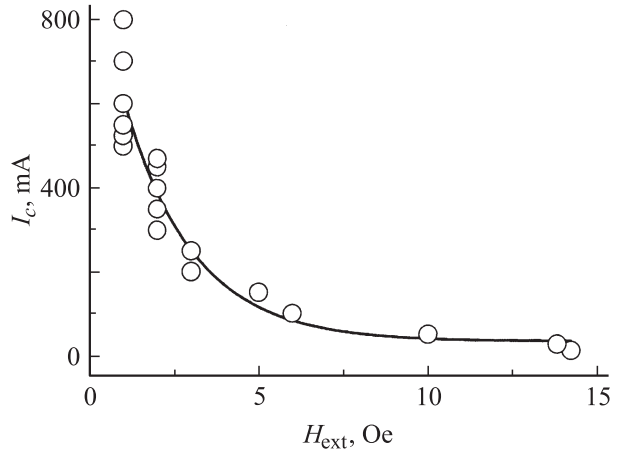


Рис. 4. Полевая зависимость величины критического тока I_c для керамического образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ при $T = 77.36$ К.

Поле H_{min} растет при повышении I , и зависимость $H_{\text{min}}(I)$ выходит на насыщение при $I \sim 200$ mA (см. рис. 2). Значения относительного остаточного магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ K}}}$ и относительного магнитосопротивления „в минимуме“ $\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ K}}}$ на полуцикле „ $H_{\text{ext}}^{\text{max}} \rightarrow 0$ “ также растут при повышении I , при этом тенденции к насыщению этих зависимостей не наблюдается (рис. 3).

Естественно, что при всех значениях транспортного тока $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ K}}} > \frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ K}}}$.

Полученные данные относительно зависимости критических полей H_{c2J}^+ от тока I (см. рис. 2) позволяют восстановить характер полевых зависимостей критического тока I_c при повышении напряженности внешнего магнитного поля [21]. Соответствующая зависимость $I_c(H_{\text{ext}}^+)$ для исследуемых образцов ВТСП состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ представлена на рис. 4.

2.2. Влияние магнитного поля на магнитосопротивление гранулярных ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Результаты измерений полевых зависимостей относительного магнитосопротивления $\frac{\Delta R}{R_{273\text{ К}}} (H_{\text{ext}}) \equiv \frac{\Delta \rho}{\rho_{273\text{ К}}} (H_{\text{ext}})$ при $I = 450\text{ мА} = \text{const}$ и $\sim 50 \leq H_{\text{ext}}^{\text{max}} \leq \sim 450\text{ Ое}$ для типичного керамического образца ВТСП состава $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ представлены на рис. 5. Появление остаточного магнитосопротивления $\frac{\Delta \rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ и минимума на кривых $\frac{\Delta \rho}{\rho_{273\text{ К}}} (H_{\text{ext}}^-)$ наблюдается при величине поля $H_{\text{ext}}^{\text{max}} > 50\text{ Ое}$.

На основании приведенных данных построены зависимости полей H_{c2J} (1) и H_{min} (2) от величины поля $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$ (рис. 6). Полученные зависимости $\frac{\Delta \rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}} (H_{\text{ext}}^{\text{max}})$ и $\frac{\Delta \rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ К}}} (H_{\text{ext}}^{\text{max}})$ представлены на рис. 7.

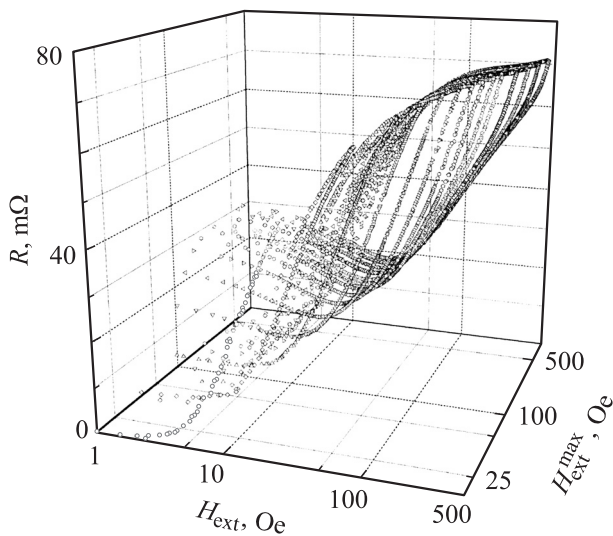


Рис. 5. Зависимости $R(H_{\text{ext}})$ для керамического образца ВТСП $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ при различных значениях поля $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$. $I = 450\text{ мА}$, $T = 77.36\text{ К}$.

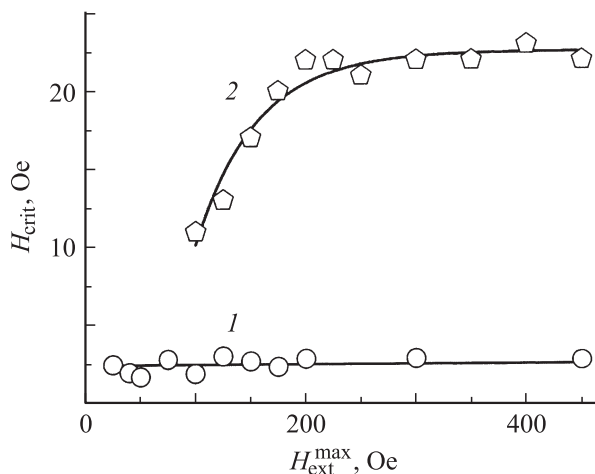


Рис. 6. Зависимости полей H_{c2J} и H_{min} для керамического образца ВТСП $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ при $T = 77.36\text{ К}$ от поля $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$.

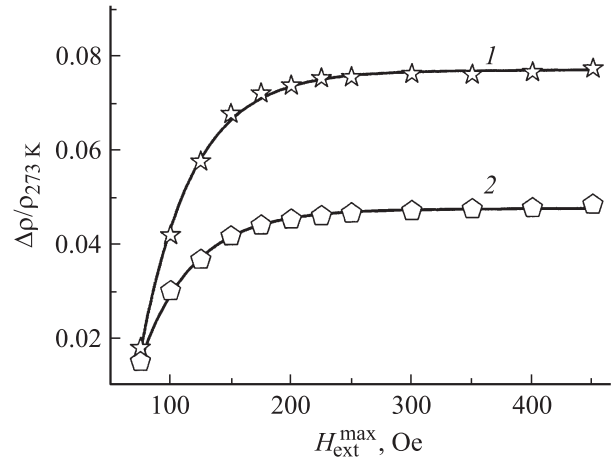


Рис. 7. Зависимости величин $\frac{\Delta \rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ (1) и $\frac{\Delta \rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ (2) для керамического образца ВТСП $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ при $T = 77.36\text{ К}$ от поля $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$.

Величина критического поля H_{c2J} от поля $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$, естественно, не зависит. Поле H_{min} растет при повышении $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$, наблюдается тенденция к выходу зависимости $H_{\text{min}}(H_{\text{ext}}^{\text{max}})$ на насыщение при $H_{\text{ext}}^{\text{max}} \sim 200\text{ Ое}$.

Величины $\frac{\Delta \rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ и $\frac{\Delta \rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ растут при повышении поля $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$, и зависимости $\frac{\Delta \rho}{\rho_{273\text{ К}}} (H_{\text{ext}}^{\text{max}})$ и $\frac{\Delta \rho_{\text{max}}}{\rho_{273\text{ К}}} (H_{\text{ext}}^{\text{max}})$ так же, как и $H_{\text{min}}(H_{\text{ext}}^{\text{max}})$, обнаруживают тенденцию к насыщению при $H_{\text{ext}}^{\text{max}} \sim 200\text{ Ое}$. При этом величины $\frac{\Delta \rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ и $\frac{\Delta \rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ изменяются под действием магнитного поля в более узких пределах, чем под действием транспортного тока (см. рис. 3. 7).

3. Обсуждение результатов

Прежде чем переходить к обсуждению полученных результатов, необходимо отметить, что во всем диапазоне напряженности магнитного поля и силы транспортного тока, судя по ходу зависимостей $R(H_{\text{ext}})$ (см. рис. 1, 5), а также довольно высоких (для керамических образцов) значений I_c (см. рис. 4), исследуемые образцы гранулярных ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ обладали достаточно совершенной вихревой структурой типа „брэгговское стекло“ (Bragg glass). Основной аргумент в пользу этого предположения заключается в том, что в исследуемом диапазоне внешних параметров (I и $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$) фазовый переход между этой структурой и разупорядоченной вихревой структурой типа „вихревое стекло“ (vortex glass), характерным признаком которого служило появление характерных скачков на кривых $\frac{\Delta \rho}{\rho_{273\text{ К}}} (H_{\text{ext}})$ [14,17,25,26], не реализовался. Это означает, что все полученные в настоящей работе данные относятся исключительно к образцам с вихревой структурой типа „брэгговское стекло“.

Приведенные выше результаты исследования гистерезиса магнитосопротивления ВТСП $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ в зависимости от силы транспортного тока и напряжен-

ности внешнего магнитного поля качественно свидетельствуют о появлении эффекта захвата магнитного потока в результате воздействия на гранулярные (керамические) образцы поперечного внешнего магнитного поля $H_{\text{ext}} \geq \sim 75 \text{ Ое}$. Напомним, что эта величина напряженности поперечного магнитного поля примерно соответствует (с учетом размагничивающего фактора²) минимальному значению критического поля H_{c1A} ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (см., например, [27–29]); при $H_{\text{ext}} \geq H_{c1A}$, как известно, начинается процесс проникновения вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы. О наличии эффекта ЗМП непосредственно свидетельствуют:

1) появление остаточного магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ на кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ К}}}(H_{\text{ext}}^-)$ при $H_{\text{ext}}^- = 0$, величина $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ зависит от I и $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$ (см. рис. 3, 7);

2) появление минимума на кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ К}}}(H_{\text{ext}}^-)$ при $H_{\text{ext}}^- = H_{\text{min}} > 0$ (см. рис. 2, 6), указывающего на компенсацию приложенного магнитного поля \mathbf{H}_{ext} полем \mathbf{H}_{trap} , захваченным сверхпроводящим гранулами и направленным антипараллельно ему ($\mathbf{H}_{\text{trap}} \uparrow \downarrow \mathbf{H}_{\text{ext}}$). Величина $\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ также зависит от I и $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$ (см. рис. 2, 6).

Открытыми остаются следующие два вопроса.

1) Коррелируют ли между собой величины, характеризующие значение ЗМП (H_{min} , $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}}$, $\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ К}}}$), полученные в экспериментах по изменению силы транспортного тока и напряженности внешнего магнитного поля?

2) Как величина ЗМП зависит от силы транспортного тока и напряженности внешнего магнитного поля?

Рассмотрим прежде всего связь остаточного магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}}(H_{\text{ext}}^- = 0)$ и магнитосопротивление $\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ в точке компенсации (H_{min}) приложенного (\mathbf{H}_{ext}) и захваченного (\mathbf{H}_{trap}) магнитных полей. Зависимости $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ ($\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ К}}}$), полученные при изменении транспортного тока I при $H_{\text{ext}}^{\text{max}} = \text{const}$ и при изменении магнитного поля $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$ при $I = \text{const}$, представлены на рис. 8.

Хотя полученные кривые довольно близки, нельзя не обратить внимание на наличие небольших, но систематических отклонений кривой зависимости $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ ($\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ К}}}$), полученной при $H_{\text{ext}}^{\text{max}} = \text{const}$, от аналогичной кривой, полученной при $I = \text{const}$. Это обстоятельство, очевидно, нельзя связать с изменением ширины диапазона появления минимума на зависимостях $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ К}}}(H_{\text{ext}}^-)$: хотя при $H_{\text{ext}}^{\text{max}} = \text{const}$ этот диапазон уже, чем при $I = \text{const}$ (см. рис. 3, 6), остаточное сопротивление зависит от $\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ сильнее. Надо полагать, что на значение $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ влияет не только величина ЗМП — определенный вклад в $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ могут вносить и диссипативные процессы „на пути“ $H_{\text{min}} \rightarrow 0$.

Рассмотрим теперь зависимости $\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ К}}}(H_{\text{min}})$, полученные при изменении силы транспортного тока I при $H_{\text{ext}}^{\text{max}} = \text{const}$ и при изменении магнитного поля $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$ при $I = \text{const}$ (рис. 9). Как видно, эти зависимости носят

² Как известно [3], в диамагнитном состоянии эффективное значение магнитного поля $H_{\text{ext}}^{\text{eff}} = \frac{1}{1-D} H_{\text{ext}}$, где D — размагничивающий фактор. Для исследуемых образцов, помещенных в поперечное магнитное поле (см. выше), $H_{\text{ext}}^{\text{eff}} \sim 1.63 H_{\text{ext}}$.

принципиально различный характер. В экспериментах, в которых варьируется величина максимального приложенного магнитного поля $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$, магнитосопротивление „в минимуме“ ($\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ К}}}$) растет, очевидно, по логарифмическому закону по мере роста поля H_{min} . При изменении транспортного тока, когда величина $\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ сильно зависит от I , а поле H_{min} меняется крайне незначительно (см. рис. 2, 3), величина $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ обнаруживает слабо выраженную тенденцию к уменьшению при росте H_{min} .

Данные, представленные на рис. 8 и 9, позволяют заключить, что основной вклад в захват магнитного потока в керамических (гранулярных) образцах ВТСП вносит процесс воздействия на их вихревую структуру внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} .

Сценарий ЗМП таков: при $H_{\text{ext}} \geq H_{c1A}^{\text{min}}$ начинается процесс проникновения магнитных вихрей в сверхпроводник, что приводит к эволюции вихревой структуры и пиннингу вихрей на дефектах структуры. Макроскопическим следствием пиннинга вихрей является захват поля \mathbf{H}_{trap} . Очевидно, что напряженность поля \mathbf{H}_{trap}

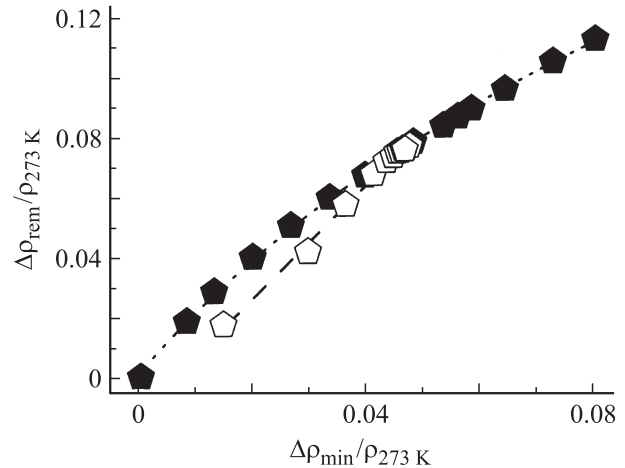


Рис. 8. Зависимости $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ ($\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ К}}}$) при $H_{\text{ext}}^{\text{max}} = \text{const}$ (черные точки) и $I = \text{const}$ (белые точки).

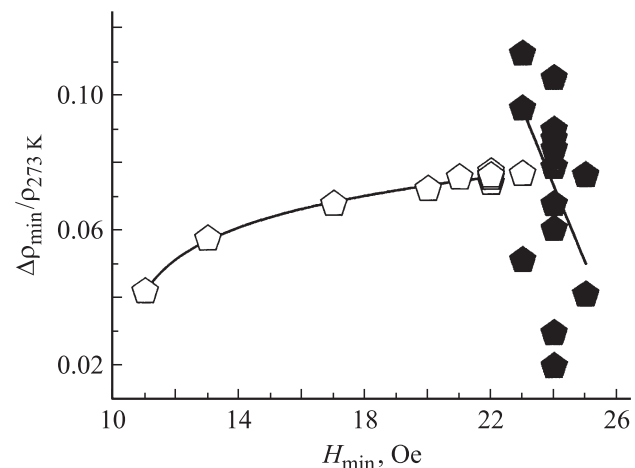


Рис. 9. Зависимости магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ от поля H_{min} при $H_{\text{ext}}^{\text{max}} = \text{const}$ (черные точки) и $I = \text{const}$ (белые точки).

определяется из условия $H_{\text{trap}} \equiv H_{\text{min}}$. Величина ЗМП зависит почти исключительно от глубины „магнитоциклирования“, т.е. от максимального значения напряженности приложенного внешнего магнитного поля $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$. Наличие явно выраженной корреляции между величиной поля H_{min} и соответствующим магнитосопротивлением $\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{K}}}$ служит, очевидно, достаточно веским доказательством в пользу того, что величина ЗМП определяется положением минимума на зависимостях $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}(H_{\text{ext}})$.

То обстоятельство, что при повышении силы транспортного тока величина $\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{K}}}$ незначительно уменьшается при повышении H_{min} , означает, что вклад транспортных токов в эффект захвата магнитного потока в гранулярных ВТСП крайне незначителен. Магнитные поля, создаваемые этими токами, существенно меньше внешних магнитных полей. Кроме того, направление этих полей не изменяется в измерительном цикле „ $0 \rightarrow H_{\text{ext}}^{\text{max}} \rightarrow 0$ “, что приводит к уменьшению захваченного магнитного поля при росте величины I , о чем свидетельствует аномальный ход зависимости $\frac{\Delta\rho_{\text{min}}}{\rho_{273\text{K}}}$ от поля H_{min} (см. черные точки на рис. 9).

Заключение

В настоящей работе обнаружены и интерпретированы особенности магнитосопротивления керамических образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, связанные с эффектом захвата магнитного потока.

Установлено, что основной вклад в захват магнитного потока в керамических (гранулярных) образцах ВТСП вносит процесс воздействия внешнего магнитного поля H_{ext} на их вихревую структуру. При $H_{\text{ext}} \geq H_{c1A}^{\text{min}}$ начинается процесс проникновения магнитных вихрей в сверхпроводник, что приводит к эволюции вихревой структуры и пиннингу вихрей на дефектах структуры. Величина ЗМП зависит почти исключительно от максимального значения напряженности приложенного внешнего магнитного поля $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$. Вклад транспортных токов в эффект захвата магнитного потока в гранулярных ВТСП крайне незначителен.

Как уже упоминалось во Введении, в ряде работ (например, [12,18,20–22]) не были обнаружены особенности поведения зависимостей $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}(H_{\text{ext}})$, обусловленные ЗМП. Следует полагать, что гранулярные образцы ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ могут даже в нулевом магнитном поле полностью или частично находиться в состоянии „вихревого стекла“ со слабым пиннингом [26]. При этом общий уровень магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}(H_{\text{ext}})$ и критические поля джозефсоновских „слабых связей“ H_{c2J} существенно выше, чем в более упорядоченной вихревой фазе типа „брэгтовское стекло“ [18].

Авторы благодарны В.В. Деревянко за помощь в проведении измерений.

Список литературы

- [1] *Yeshurun Y., Malozemoff A.P., Shaulov A.* // Rev. Modern Phys. 1996. Vol. 68. P. 911.
- [2] *Weinstein R., Chen I.G., Liu J., Parks D., Selvamanickam V., Salama K.* // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56. P. 1475.
- [3] *Kunchur M.N., Askew T.R.* // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 84. P. 6763.
- [4] *Fuchs G., Krabbes G., Schätzle P., Gruß S., Stoye P., Staiger T., Müller K.-H., Fink J., Schultz L.* // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 70. P. 117.
- [5] *Bræk S., Shantsev D.V., Johansen T.H., Galperin Y.M.* // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 92. P. 6235.
- [6] *Muné P., Fonseca F.C., Muccillo R., Jardin R.F.* // Physica C. 2003. Vol. 390. P. 263.
- [7] *Суханов А.А., Омельченко В.И.* // ФНТ. 2001. Т. 27. С. 24; 2003. Т. 29. С. 396; 2004. Т. 30. С. 694.
- [8] *Губанков В.Н., Ростами Х.Р.* // ФТТ. 2001. Т. 43. С. 1168.
- [9] *Балаев Д.А., Дубровский А.А., Шайхутдинов К.А., Попков С.И., Петров М.И.* // ФТТ. 2008. Т. 50. С. 972. *Балаев Д.А., Гохфельд Д.М., Дубровский А.А., Попков С.И., Шайхутдинов К.А., Петров М.И.* // ЖЭТФ. 2008. Т. 132. С. 1340.
- [10] *Chu C.W., Xue Y., Gao L., Meng R., Ramirez D.A.* // Strong high temperature superconducting trapped field magnets. US Patent N 6025769. Publ. Date 02/15/2000.
- [11] *McMichael C.K., Ma K.B., Lamb M.A., Lin M.W., Chow L., Meng R.L., Hor P.H., Chu W.K.* // Appl. Phys. Lett. 1992. Vol. 60. P. 1893.
- [12] *Chen I.C., Hsu J.C., Janm G., Kuo C.C., Liu H.J., Wu M.K.* // Chinese J. Physics. 1998. Vol. 36. P. 420.
- [13] *Felner I., Galstyan E., Lorenz B., Cao D., Wang Y.S., Xue Y.Y., Chu C.W.* // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 67. P. 134506.
- [14] *Деревянко В.В., Сухарева Т.В., Финкель В.А.* // ФТТ. 2006. Т. 48. С. 1374.
- [15] *Ji L., Rzchowski M.S., Annand N., Tinkham M.* // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. P. 470.
- [16] *Blatter G., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M.* // Rev. Mod. Phys. 1994. Vol. 66. P. 1125.
- [17] *Деревянко В.В., Сухарева Т.В., Финкель В.А.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 3. С. 36.
- [18] *Karimov Yu.S., Kikin A.D.* // Physica C. 1990. Vol. 169. P. 50.
- [19] *Kiliç A., Kiliç K., Yetiş H., Çetin O.* // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 95. P. 1924.
- [20] *Kiliç A., Kiliç K., Yetiş H., Çetin O.* // New J. of Physics. 2005. Vol. 7. P. 212.
- [21] *Derevyanko V.V., Sukhareva T.V., Finkel V.A.* // Functional Materials. 2004. Vol. 11. P. 710.
- [22] *Сухарева Т.В., Финкель В.А.* // ФТТ. 2008. Т. 50. С. 961.
- [23] *Finkel' V.A., Arzhavitin V.M., Blinkin A.A., Derevyanko V.V., Razdovskii Yu.Yu.* // Physica C. 1994. Vol. 235–240. P. 303.
- [24] *Торяник В.В., Финкель В.А., Деревянко В.В.* // Физика и химия обработки материалов. 1995. Вып. 5. С. 55.
- [25] *Деревянко В.В., Сухарева Т.В., Финкель В.А.* // ФТТ. 2004. Т. 46. С. 1740.
- [26] *Сухарева Т.В., Финкель В.А.* // ЖЭТФ. 2008. Т. 134. С. 922.
- [27] *Krusin-Elbaum L., Malozemoff A.P., Yeshurun Y., Gronemeyer D.C., Holtzberg F.* // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39. P. 2936.
- [28] *Pradhan A.K., Roy S.B., Kumar S., Chaddah P., Prasad R., Soni N.C.* // Appl. Superconductivity. 1995. Vol. 3. N 4. P. 223.
- [29] *Финкель В.А., Деревянко В.В.* // ФНТ. 2000. Т. 26. С. 128.