

Особенности проникновения и захвата магнитного потока в монокристаллических ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$) и поликристаллических ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$) образцах

© В.Н. Губанков, Х.Р. Ростами

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
103907 Москва, Россия

E-mail: vip@ire216.msk.su

(Поступила в Редакцию 3 июля 2000 г.

В окончательной редакции 24 ноября 2000 г.)

Проведены сравнительные исследования захвата магнитного потока в монокристаллических и поликристаллических ВТСП-образцах и выяснены возможности использования зависимостей захваченного магнитного потока от внешнего магнитного поля для сравнительных оценок влияния центров пиннинга.

1. Несмотря на большое количество работ по проникновению и захвату магнитного потока (ЗМП) в монокристаллических и поликристаллических образцах ВТСП (см., например, работы [1–4] и ссылки в них), до сих пор не проводился систематический сравнительный анализ экспериментальных данных по ЗМП, осуществленному по единой схеме для различных структур. Между тем такой анализ позволяет выявить некоторые особенности проникновения и захвата магнитного потока, и, исходя из их сопоставления, получить информацию о динамике проникновения при различных условиях (в частности, в зависимости от предыстории образца), энергетическом спектре центров пиннинга и т.п. Целью настоящей работы является заполнение этого пробела. В данной статье совместно рассмотрены магнитопольевые зависимости захваченного магнитного потока в монокристаллических и поликристаллических образцах и сделаны выводы о возможности использования этих зависимостей для сравнительных оценок влияния центров пиннинга на магнитные свойства материалов.

2. Для исследований были выбраны монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с критической температурой $T_c \approx 91$ К размерами $\sim 1 \times 1 \times 0.5$ mm, $2 \times 1 \times 0.05$ mm, $0.8 \times 0.7 \times 0.05$ mm; монокристаллы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ с $T_c \approx 90.2$ К размерами $\sim 1.2 \times 1.1 \times 0.15$ mm, $4 \times 4 \times 0.1$ mm, $4 \times 10 \times 0.6$ mm; поликристаллы (частично плавленые керамические образцы) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с $T_c \approx 91.5$ К — в форме диска радиусом $R = 4.5$ mm, толщиной $h = 3$ mm и $R = 3$ mm, $h = 2$ mm. Критическая температура образцов определялась по температурной зависимости высокочастотной индуктивности.

Измерения захваченного магнитного потока проводились при температуре жидкого азота в стационарных магнитных полях до 1 kG датчиком Холла с размером рабочей области 0.15×0.45 mm и чувствительностью $10 \mu\text{V} \cdot \text{G}^{-1}$. Датчик Холла обеспечивал регистрацию полей с чувствительностью не хуже чем 10^{-2} G и мог перемещаться от центра вдоль оси (z) и к периферии образца. Измерялись величины захваченного поля в центре образцов $B_{\text{tr}}(0)$ в зависимости от внешнего маг-

нитного поля B_0 и координатные осевые распределения максимального захваченного поля $B_{\text{tr}}^{\text{max}}(z)$ в зависимости от координаты z . Для измерений использовались режимы охлаждения образца в магнитном поле (FC) и в отсутствие магнитного поля (ZFC). Поле было направлено перпендикулярно плоскости образцов. Методика подробно описана в [5].

3. На рис. 1 приведены типичные магнитопольевые зависимости $B_{\text{tr}}(0)$ от внешнего магнитного поля B_0 для исследуемых образцов в режимах FC и ZFC. Эти зависимости свидетельствуют о начальном росте $B_{\text{tr}}(0)$ с плавным переходом в область насыщения при дальнейшем увеличении B_0 . Характерными являются следующие различия: в величинах первого критического поля B_{c1} ; поля насыщения B_0^* , при котором $B_{\text{tr}}(0)$ достигает области насыщения; максимального захваченного поля $B_{\text{tr}}^{\text{max}}(0)$, соответствующего области насыщения. В режиме ZFC эти значения для монокристалла YBCO составили 50, 95, 0.29 G, тогда как для монокристалла BSCCO они равны 4.5, 30, 2.1 G соответственно. Эти же величины у поликристаллического образца YBCO составили 0.1, 500, 29.8 G (значения указанных полей для каждой группы образцов варьировались в пределах 15%). Из сравнения этих величин можно сделать следующие выводы: а) интервалы полей B_0 , в которых происходит рост $B_{\text{tr}}(0)$, для монокристаллов YBCO и BSCCO составляют несколько десятков гауссов, но у монокристаллов BSCCO этот интервал сдвинут в область меньших полей за счет меньших значений поля B_{c1} и поля насыщения B_0^* ; б) максимальное захваченное поле $B_{\text{tr}}^{\text{max}}(0)$ монокристалла BSCCO в несколько раз превышает величину $B_{\text{tr}}^{\text{max}}(0)$ монокристалла YBCO; в) интервал полей, в котором наблюдается рост $B_{\text{tr}}(0)$, у поликристаллических образцов YBCO существенно больше за счет меньшей величины первого критического поля B_{c1} и большей величины поля насыщения B_0^* ; величина $B_{\text{tr}}^{\text{max}}(0)$ у поликристаллического образца более чем на два порядка превышает величину захваченного поля у монокристалла YBCO.

Отмеченные различия в поведении монокристаллических и поликристаллических образцов YBCO предста-

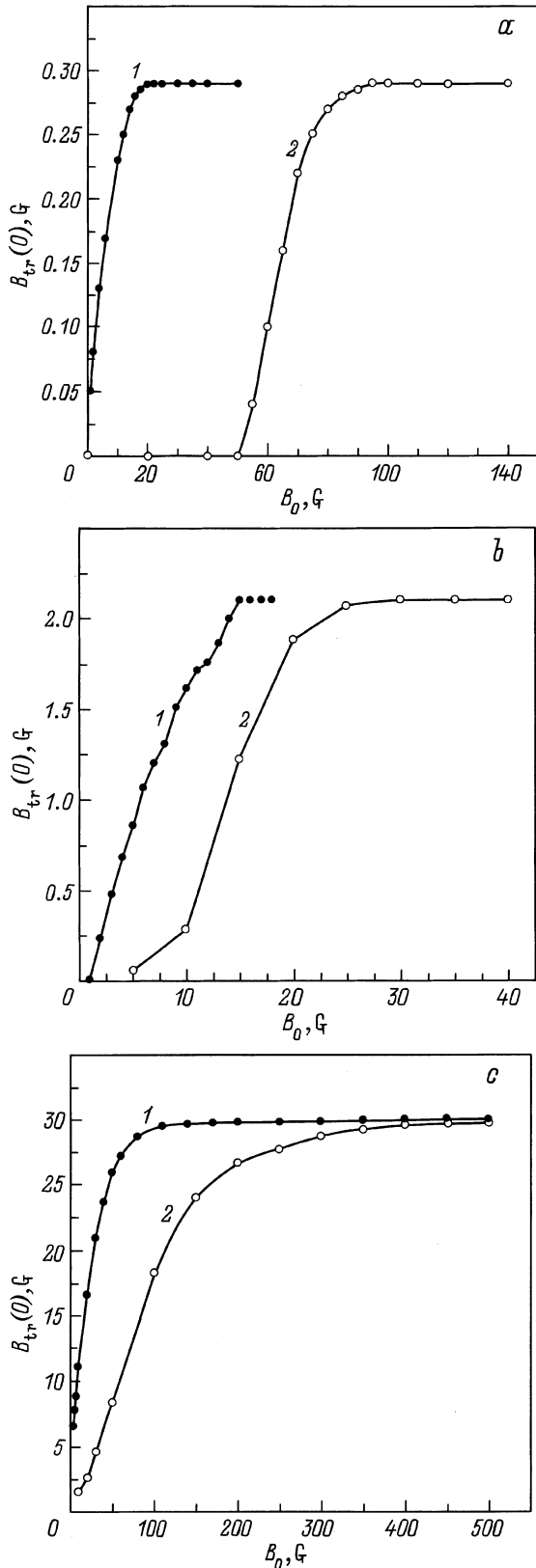


Рис. 1. Магнитопольевые зависимости захваченного магнитного поля в центре образца $B_{tr}(0)$ (B_0). *a* — YBCO, монокристаллический образец размером $1 \times 1 \times 0.05$ mm, *b* — BSCCO, монокристаллический образец ($4 \times 4 \times 0.1$ mm), *c* — YBCO, поликристаллический образец (с радиусом $R = 3$ mm и толщиной $h = 2$ mm). 1 — FC, 2 — ZFC. Температура 77.4 K.

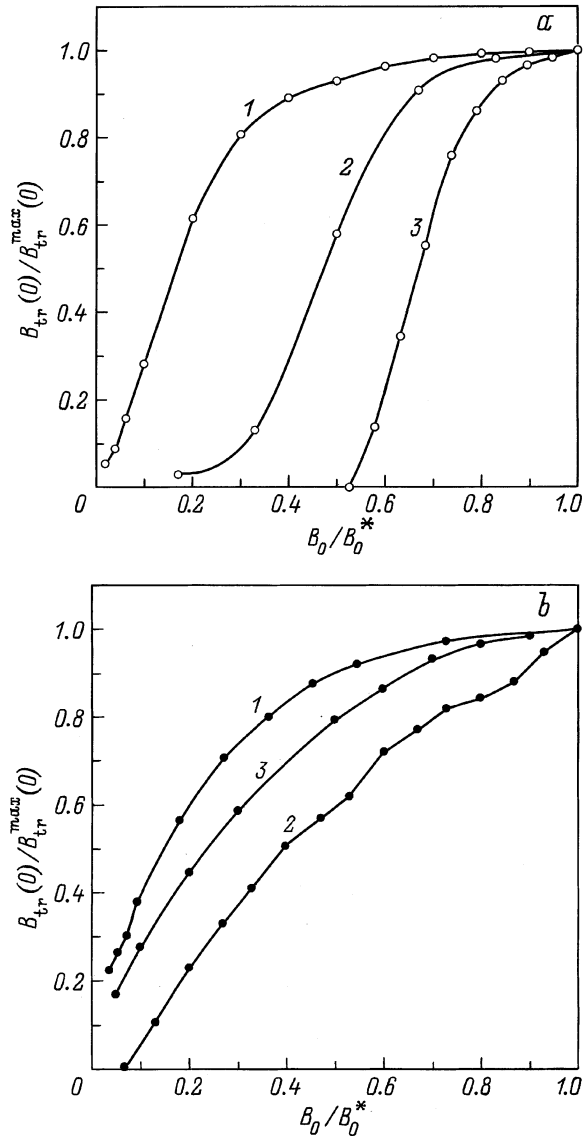


Рис. 2. Зависимости нормированных величин $B_{tr}(0)/B_{tr}^{max}(0)$ от B_0/B_0^* . 1 — YBCO, поликристаллический образец, 2 — BSCCO, монокристаллический образец, 3 — YBCO, монокристаллический образец. *a* — ZFC, *b* — FC. Образцы те же, что и на рис. 1. Температура 77.4 K.

вляются естественными и соответствуют ранее приведенным [5] исследованиям ЗМП у керамических образцов YBCO. Более интересным можно считать сравнение поведения монокристаллов YBCO и BSCCO.

На рис. 2 приведены типичные зависимости нормированных величин $B_{tr}(0)/B_{tr}^{max}(0)$ от внешнего нормированного магнитного поля B_0/B_0^* для тех же образцов. Как видно из этого рисунка в режиме ZFC магнитное поле относительно легче и быстрее проникает в монокристаллы BSCCO, тогда как в режиме FC картина иная: поле относительно легче и быстрее проникает в монокристаллы YBCO. Эти зависимости качественно можно интерпретировать следующим образом.

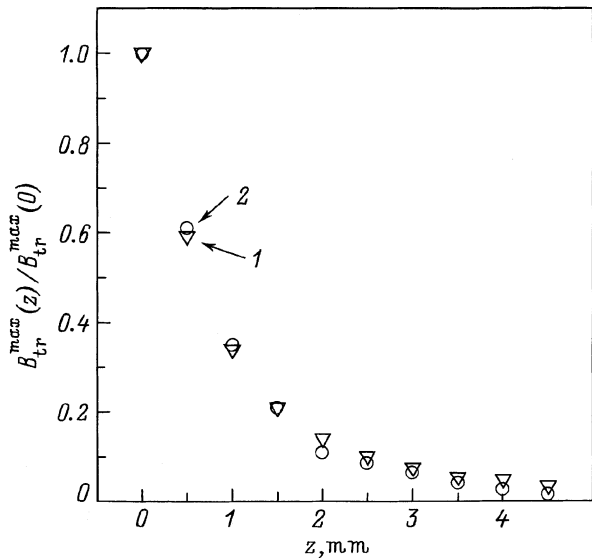


Рис. 3. Осевое распределение нормированного максимального захваченного магнитного поля $B_{tr}^{max}(z)/B_{tr}^{max}(0)$ для монокристаллического образца BSCCO. 1 — FC, 2 — ZFC. Образец тот же, что и на рис. 1 и 2. Температура 77.4 К.

Динамика проникновения магнитного поля в исследуемые образцы в основном определяется двумя факторами: влиянием эффектов экранирования внешнего поля сверхпроводящими токами, индуцируемыми в образце; и наличием центров пиннинга; причем в режиме ZFC присутствуют оба фактора, а в режиме FC доминирующим оказывается второй. Согласно модели Бина [6], чем тоньше образец и меньше его критический ток, тем быстрее поле достигает его центра. Оцененная экспериментально [7] величина критического тока для монокристаллического образца YBCO составила $8.6 \cdot 10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; она была в несколько раз больше величины критического тока для образца BSCCO ($2.02 \cdot 10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$) и более чем на два порядка превышала значение критического тока для поликристаллического образца YBCO. Это различие объясняет наблюдаемое в режиме ZFC относительно медленное проникновение магнитного поля в монокристаллы YBCO. При этом сама величина максимально захваченного поля $B_{tr}^{max}(0)$ свидетельствует о том, что влияние центров пиннинга в используемых монокристаллах YBCO было наименьшим.

В режиме FC, когда динамика проникновения магнитного поля в образцы по существу определяется взаимодействием магнитного потока с центрами пиннинга (поскольку эффекты экранирования магнитного поля сверхпроводящими токами практически сведены к нулю), относительно более быстрое достижение полем центра образца наблюдается у монокристаллов YBCO. Объемная сила пиннинга, оцененная согласно [8] по известной формуле $a = J_c B_{tr}^{max}(0)$, составила $4.32 \cdot 10^2$ и $2.67 \cdot 10^2 \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-3}$ для BSCCO- и YBCO-монокристаллов соответственно, поэтому в режиме FC нарастание маг-

нитного поля в монокристаллах BSCCO происходит медленнее. Этот вывод согласуется с оценками величин $B_{tr}^{max}(0)$ для монокристаллов YBCO и BSCCO.

4. На рис. 3 показано нормированное осевое распределение ЗМП $B_{tr}^{max}(z)/B_{tr}^{max}(0)$ для монокристаллического образца BSCCO в режимах ZFC и FC. Совпадение экспериментальных точек для этих режимов измерений свидетельствует о соответствии топологий ЗМП в режимах ZFC и FC; иными словами, в ЗМП участвуют одинаковые центры пиннинга независимо от предыстории образца. В ВТСП-керамиках подобное совпадение отсутствует вплоть до высоких значений магнитных полей, т. е. топология ЗМП различна из-за большей пространственной неоднородности образцов и более широкого по сравнению с монокристаллами энергетического спектра центров пиннинга, ответственных за ЗМП.

Таким образом, сравнительные исследования ЗМП в различных режимах позволяют сделать выводы о доминирующих причинах, обуславливающих динамику проникновения магнитного поля в образцы, и провести оценки влияния центров пиннинга. В частности, в исследованном наборе образцов влияние центров пиннинга в монокристаллах YBCO было менее существенным по сравнению с монокристаллами BSCCO.

Список литературы

- [1] А.А. Елистратов, И.Л. Максимов. ФТТ **42**, 196 (2000).
- [2] В.Н. Забенкин, Л.А. Аксельрод, А.А. Воробьев, Г.П. Гордеев, С.А. Чуринов. Письма в ЖЭТФ **70**, 771 (1999).
- [3] R. Khasanov, Yu.I. Talanov, W. Assmus, G.B. Teitelbaum. Phys. Rev. **B54**, 18, 13 339 (1996).
- [4] M. Benkrouda, J.R. Clem. Phys. Rev. **B53**, 9, 5716 (1996).
- [5] Х.Р. Ростами, В.В. Манторов, В.И. Омельченко. ФНТ **22**, 736 (1996).
- [6] С.Р. Bean. Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
- [7] Х.Р. Ростами. ФНТ **27**, 17 18 (2001).
- [8] А. Кемпбелл, Дж. Иветс. Критические токи в сверхпроводниках. Мир, М. (1975). 332 с.