

# Процесс проникновения магнитного поля в высокотемпературный сверхпроводник $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

© В.М. Аржавитин, Н.Н. Ефимова\*, М.Б. Устименкова\*, В.А. Финкель

Харьковский физико-технический институт,  
310108 Харьков, Украина

\* Харьковский национальный университет,  
310077 Харьков, Украина

E-mail: vasil@kipt.kharkov.ua (TO: FINKEL)

(Поступила в Редакцию 20 января 2000 г.)

Процессы проникновения магнитного поля в керамические образцы ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$  при  $T < T_c$  изучались с помощью методов внутреннего трения и измерений намагниченности. Обнаружено наличие явно выраженной корреляции между полевыми зависимостями параметров спектров внутреннего трения — логарифмического декремента затухания  $Q^{-1}$  и резонансной частоты  $f$  — и величины захваченного магнитного потока  $\Delta M$ . В рамках магнитомеханического подхода установлен существенно различный характер полевых зависимостей плотности закрепленных ( $N_p$ ) и свободных ( $N_f$ ) вихрей Абрикосова при  $H > H_{c1}$ .

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда (грант МНОП № QSU082209).

Исследованию внутреннего трения (ВТ) массивных керамик, тонких пленок и монокристаллов ВТСП при низких температурах в широком диапазоне частот (от единиц Нз до десятков МНз) посвящено большое число работ (см., например, [1–8]). Особый интерес, очевидно, представляет изучение эффектов, связанных с проникновением магнитного потока в сверхпроводник в магнитном поле (начало проникновения при  $H = H_{c1}$ , где  $H_{c1}$  — нижнее критическое поле), с окончанием формирования смешанного состояния в поле  $H = H_S$ ,<sup>1</sup> с плавлением вихревой решетки, пиннингом магнитного потока и т.п. Из-за характерного для ВТСП сочетания малой длины когерентности  $\xi$  и большой глубины проникновения магнитного поля  $\lambda$ , а также ввиду наличия сильнейшей анизотропии их электромагнитных свойств фазовые  $H$ – $T$ -диаграммы высокотемпературных сверхпроводников очень сложны. Имеющиеся данные указывают на существование большого числа различных магнитных состояний (“вихревых фаз”) [11–16]. В относительно слабых магнитных полях  $H_{c1} < H \ll H_{c2}$  ( $H_{c2}$  — верхнее критическое поле) в процессе проникновения магнитного поля в образец высокотемпературного сверхпроводника макроскопических размеров возникает пространственная неоднородность<sup>2</sup> [11–13].

При исследованиях ВТСП в магнитном поле весьма перспективными, очевидно, являются механические методы (в том числе метод низкочастотного ВТ). Этот метод позволяет по затуханию колебаний сверхпроводника во внешнем магнитном поле судить о динамике магнитных вихрей. Очевидно, что процессы диссипации энергии

механических колебаний и намагничения ВТСП должны быть взаимосвязанными, поскольку ответственны за них одни и те же физические механизмы, обусловленные проникновением магнитного поля в сверхпроводник.

В этой связи целью настоящей работы является исследование резонансных и магнитных свойств металл-оксидного соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , находящегося в сверхпроводящем состоянии, в слабых магнитных полях ( $T = 77.3 \text{ K}$ ,  $0 \leq H \leq 600 \text{ Oe}$ ). Установление корреляции между поведением этих свойств, очевидно, позволит получить новые данные о динамике проникновения магнитного поля в ВТСП.

## 1. Образцы и методика исследований

В качестве объектов для измерений параметров ВТ — логарифмического декремента затухания ВТ  $Q^{-1}(H)$  и резонансной частоты колебаний  $f(H)$  (частота колебаний связана с “эффективным” модулем упругости  $E$  как  $f^2 \sim E$ ) — и магнитных измерений использовались поликристаллические (керамические) образцы ВТСП состава  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$  с характерными размерами гранул  $\sim 1\text{--}5 \mu\text{m}$ , полученные по стандартной керамической технологии (см., например, [17]) из смеси оксидов и карбонатов  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{BaCO}_3$  и  $\text{CuO}$ . По данным рентгенофазового анализа, количество основной примесной фазы  $\text{BaCuO}_2$  не превышало  $\sim 1\%$ . Образцы для измерений ВТ и намагниченности  $\sigma$  прессовали из порошка ВТСП (прямоугольные параллелепипеды с характерными размерами  $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}$  для резонансных измерений и  $2 \times 2 \times 8 \text{ mm}$  для магнитных измерений<sup>3</sup>) и затем подвергали спеканию на воздухе при температуре  $\sim 950^\circ\text{C}$

<sup>1</sup> Поле  $H_S$  связано с полем Бина  $H^*$  [9] для полного проникновения магнитного поля в зерна или гранулы сверхпроводника известным соотношением  $H_S = H_{c1} + 2H^*$  [10].

<sup>2</sup> Имеется в виду распределение различных магнитных состояний в гранулах образца ВТСП: снаружи гранулы — смешанное состояние (шубниковская фаза), внутри — идеальный диамагнетик (мейсснеровская фаза).

<sup>3</sup> Эти параллелепипеды механически обрабатывались на более или менее совершенные цилиндры диаметром  $\sim 2 \text{ mm}$ ; при такой геометрии образцов величина размагничивающего фактора  $D$  составляла  $\sim 0.3$ .

последующим медленным охлаждением; значение критической температуры  $T_c$  образцов составляло  $\sim 92$  К.

Измерения полевых зависимостей  $Q^{-1}$  и  $f$  ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$  при температуре жидкого азота проводились по схеме обратного маятника на изгибных колебаниях в звуковом диапазоне частот до 100 Hz при относительной деформации  $\varepsilon \sim 10^{-6}$  на специально сконструированной установке [18]. Продольные магнитные поля напряженностью до  $\sim 600$  Ое создавали при помощи соленоида с обмоткой из медного провода. Большая длина соленоида ( $\sim 400$  mm) обеспечивала высокую однородность поля по длине образца.

Измерения намагниченности ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$  при низких температурах проводились при помощи баллистического магнитометра [19]. Относительная ошибка измерений ( $\Delta\sigma$ ) составляла  $\sim 2\%$ , чувствительность установки  $\sim 10^{-3} \text{ Js} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{g}^{-1}$ .

## 2. Результаты исследования

Результаты измерения азвисимостей относительного изменения логарифмического декремента затухания ВТ  $\Delta Q^{-1}(H) = Q^{-1}(H) - Q^{-1}(H=0) = Q^{-1}(H) - Q^{-1}(0)$  и нормированного сдвига резонансной частоты  $\Delta f(H)/f(H=0) = \Delta f(H)/f(0) = [f(H) - f(0)]/f(0)$  ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  от напряженности магнитного поля при  $T = 77$  К представлены на рис. 1. В ходе зависимости  $\Delta Q^{-1}(H)$  (кривая 1 на рис. 1) довольно явно различаются три участка.<sup>4</sup>

1) при  $H \leq \sim 90$  Ое изменение  $Q^{-1}$  не выходит за пределы ошибок измерений;

2) в интервале  $\sim 90 \leq H \leq \sim 350$  Ое происходит интенсивный рост величины  $\Delta Q^{-1}$ ;

3) при  $H \geq \sim 350$  Ое повышение напряженности внешнего магнитного поля очень слабо влияет на величину  $\Delta Q^{-1}$ .

Изменение величины сдвига резонансной частоты  $\Delta f(H)/f(0)$  ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  под действием магнитного поля также начинается при  $H \sim 90$  Ое (кривая 2 на рис. 1). В более сильных полях наблюдается рост  $\Delta f(H)/f(0)$ , однако тенденция к насыщению на кривой выражена значительно слабее, чем на кривой  $\Delta Q^{-1}(H)$ .

Кривые намагничения  $\sigma(H)$ , полученные в режиме диамагнитного экранирования (ZFC) при нескольких температурах, близких к  $T_c$  (рис. 2), носят качественно схожий характер: начальный линейный участок зависимостей  $\sigma(H)$ <sup>5</sup> сменяется нелинейным участком, на котором угол наклона зависимости намагниченности от напряженности магнитного поля уменьшается, а затем меняет знак.

<sup>4</sup> Сразу же отметим, что эффекты в очень слабых магнитных полях ( $0 \leq H \leq 10$  Ое), когда имеют место эффекты проникновения магнитного поля в межгранульные "слабые связи" [19], в настоящей работе не рассматриваются.

<sup>5</sup> При этом величина  $\chi \neq -1/(4\pi)$ , так как гранулярные ВТСП являются идеальными диамагнетиками только при  $H \leq H_{c1J}$ , где  $H_{c1J}$  — нижнее критическое поле джозефсоновских слабых связей.

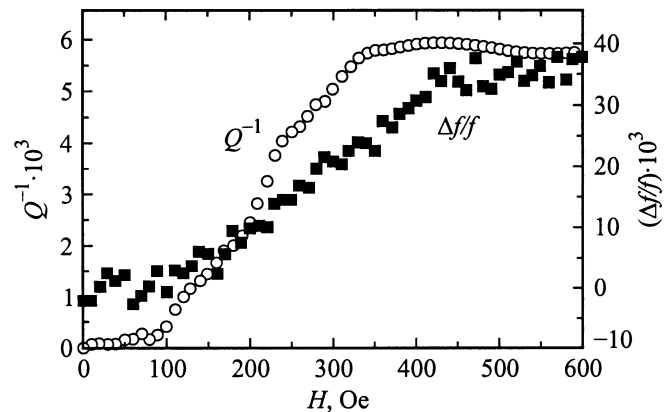


Рис. 1. Полевая зависимость относительного изменения логарифмического декремента затухания ВТ  $\Delta Q^{-1}$  и нормированного сдвига резонансной частоты  $\Delta f(H)/f(0)$  ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

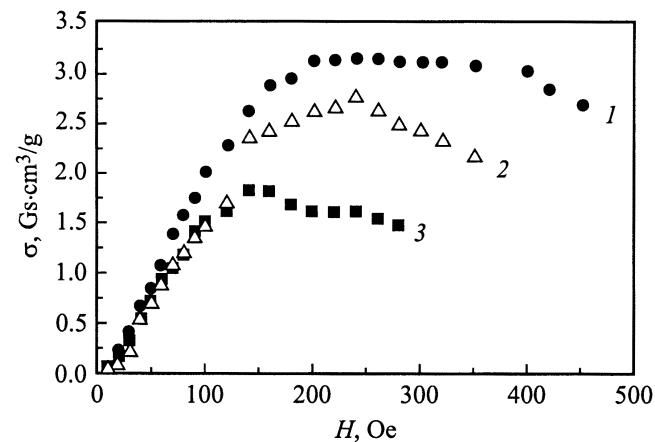


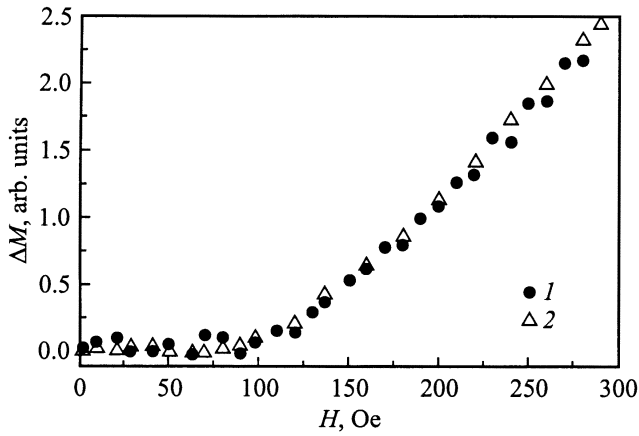
Рис. 2. Полевая зависимость величины намагниченности  $\sigma$  ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  при  $T = 65$  (1), (2) и  $75$  К (3).

## 3. Обсуждение результатов

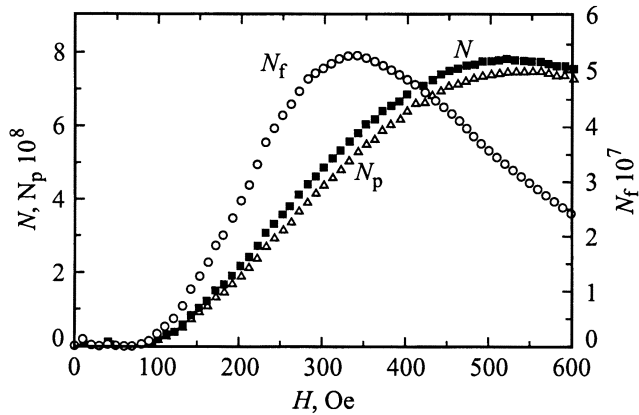
Рассмотрим наблюдаемые изменения параметров спектров внутреннего трения — логарифмического декремента затухания  $Q^{-1}$  и резонансной частоты  $f$  — и намагниченности  $\sigma$  ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , вызванные наложением внешнего продольного магнитного поля при  $T < T_c$ .

Прежде всего, отметим, что во всем диапазоне магнитных полей поведение кривых  $\Delta Q^{-1}(H)$  и  $\Delta f(H)/f(0)$  (рис. 1) напоминает ход полевой зависимости величины плотности захваченного магнитного потока  $\Delta M$ <sup>6</sup> (рис. 3), полученной в экспериментах по измерению намагниченности в режиме ZFC. Качественное совпадение характера зависимостей  $\Delta Q^{-1}(H)$  и  $\Delta f(H)/f(0)$ , с од-

<sup>6</sup>  $\Delta M = \sigma_{\text{trap}} \rho / (4\pi)$ , где  $\rho$  — плотность образца ВТСП; "захваченная намагниченность"  $\sigma_{\text{trap}}$  определяется путем вычитания из экспериментально определенного значения намагниченности  $\sigma(H)$  величины  $\sigma_{\text{ext}}$ , полученной путем экстраполяции линейного участка зависимости  $\sigma(H)$ .



**Рис. 3.** Полевая зависимость величины плотности захваченного магнитного потока при  $T \sim 77$  К. 1 — по данным магнитных измерений, 2 — по результатам измерения ВТ.



**Рис. 4.** Полевая зависимость плотности магнитных вихрей в ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

ной стороны, и  $\Delta M(H)$  — с другой, весьма симптоматично — появление особенностей на этих кривых, очевидно, связано с протеканием одних и тех же процессов.

Существенно то, что при  $T = 77$  К в полях напряженностью до  $\sim 90$  Ое никаких изменений величин  $\Delta Q^{-1}(H)$  и  $\Delta f(H)/f(0)$  не наблюдается (при этом зависимости  $\sigma(H)$  носят линейный характер). Отметим также, что согласно результатам электрофизических исследований, проведенных ранее на тех же образцах ВТСП при  $T = 77$  К [20], значение поля, при котором начинается проникновение магнитного поля в гранулы ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , т.е. минимального значения нижнего критического поля  $H_{c1}(H_{c1}^{\min})$ , составляет приблизительно ту же величину. Таким образом, в области существования мейсснеровской фазы, т.е. до начала проникновения внешнего магнитного поля в гранулы ВТСП, параметры ВТ стабильны.

При  $H > H_{c1}$ , как уже отмечалось выше, начинается возрастание логарифмического декремента затухания ( $Q^{-1}$ ) и резонансной частоты колебаний ( $f$ ) образца ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . При этом на зависимости

$\Delta Q^{-1}(H)$  при  $H \geq 250$  Ое наблюдается явно выраженная тенденция к насыщению, в то время как на зависимости  $\Delta f(H)/f(0)$  эффект насыщения выражен гораздо слабее (рис. 1). Рост  $\Delta Q^{-1}(H)$  и  $\Delta f(H)/f(0)$  при  $H > 90$  Ое, качественно коррелирующий с появлением эффекта захвата магнитного потока, указывает на начало проникновения вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы, т.е. на формирования смешанного состояния ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

Диапазон полей  $\sim 90 \leq H \leq \sim 350$  Ое соответствует, по-видимому, процессу проникновения вихрей в сверхпроводник, сопровождающемуся, как известно, возникновением пространственной неоднородности в гранулах ВТСП [10] и завершающемуся переходом всего образца в критическое состояние при  $H = H_S$  [9].

Достижение поля  $H_S$  (подчеркнем, что величина этого поля, так же как и поля Бина  $H^*$ , не является физической константой материала, а зависит для гранулярных ВТСП от формы и размеров сверхпроводящих гранул) при  $H \geq 350$  Ое свидетельствует о прекращении заметного роста общего числа вихрей и начале формирования упорядоченной вихревой решетки.

Характер поведения полевых зависимостей  $\Delta Q^{-1}(H)$  и  $\Delta f(H)/f(0)$  в полях  $H > H_{c1}$  можно рассмотреть в рамках известного магнитомеханического подхода [2,21,22]. Смысл этого подхода состоит в том, что при смещении сверхпроводника относительно внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  на каждый закрепленный структурными дефектами ("запиннигованный") магнитный вихрь действует возвращающая механическая сила. Соответственно изменяется и частота колебаний всего образца на величину  $\Delta f(H)$  [21]

$$\Delta f(H) = \frac{N_p \Phi_0 H V}{16\pi^3 I f(0)}, \quad (1)$$

где  $N_p$  — плотность закрепленных вихрей (число вихрей в единице продольного сечения сверхпроводника),  $\Phi_0$  — квант магнитного потока ( $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-7}$  Js·cm<sup>2</sup>),  $I$  — момент инерции образца сверхпроводника,  $V$  — объем образца.

Изменение логарифмического декремента затухания сверхпроводника в магнитном поле составляет [22]

$$\Delta Q^{-1}(H) = H^2 V \frac{N_p N_f}{(N_p + N_f)^2} : [\pi^4 I f^2(0)], \quad (2)$$

где  $N_f$  — плотность свободных (незакрепленных) вихрей.

Таким образом, в рамках магнитомеханического подхода резонансная частота оказывается чувствительной лишь к закрепленным магнитным вихрям, а логарифмический декремент затухания — как к закрепленным, так и к свободным вихрям. Результаты измерений ВТ ВТСП позволяют оценить плотность магнитных вихрей обоих

<sup>7</sup> Напомним, что при  $H = H_S$  на зависимостях  $\Delta M(H)$  для различных ВТСП наблюдается тенденция к появлению максимума [19].

типов.<sup>8</sup> Не останавливаясь на деталях соответствующих расчетов, приведем результаты этих оценок (рис. 4). Видно, что во всем диапазоне полей доля свободных вихрей мала (отношение  $N_f/N$  не превышает нескольких процентов). При этом и общая плотность вихрей ( $N$ ), и плотность закрепленных вихрей ( $N_p$ ) растут во всем диапазоне полей, полевая же зависимость плотности свободных вихрей ( $N_f$ ) имеет явно выраженный максимум в окрестности поля  $H_S \sim 350$  Ое. Такое поведение зависимостей  $N_p(H)$  и  $N_f(H)$  вполне понятно: формирование упорядоченной решетки закрепленных вихрей осуществляется путем движения свободных вихрей. По мере завершения этого процесса свободные магнитные вихри закрепляются на дефектах и их доля в общем числе вихрей ( $N = N_p + N_f$ ) начинает уменьшаться при росте напряженности магнитного поля.

Оценка плотности магнитных вихрей по результатам измерения ВТ дает возможность рассчитать некоторые магнитные свойства ВТСП. Так, зная плотность вихрей  $N$ , можно оценить величину плотности захваченного магнитного потока ВТСП

$$\Delta M = N\Phi_0/(4\pi). \quad (3)$$

Полученные по формуле (3) зависимости  $[\Delta M(H)]_{\text{calc}}$  и экспериментально определенные кривые  $\Delta M(H)$  совпадают достаточно хорошо (рис. 3).

Таким образом, с помощью двух независимых методов проведено изучение процесса проникновения магнитного поля в высокотемпературный сверхпроводник  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  при  $T < T_c$ . Обнаружены магнитодинамические эффекты в ВТСП, заключающиеся в увеличении логарифмического декремента затухания внутреннего трения ( $\Delta Q^{-1}$ ) и резонансной частоты колебаний ( $\Delta f/f$ ) при повышении напряженности магнитного поля от нуля до 600 Ое. В проведенных динамических экспериментах достоверно зарегистрировано нижнее критическое поле  $H_{c1}^{\text{min}} = 90$  Ое, при котором в образце появляются первые вихревые нити; величина  $H_{c1}^{\text{min}}$  хорошо коррелирует с результатами прямых магнитных измерений.

На основании результатов измерения параметров внутреннего трения ВТСП в магнитном поле удалось оценить долю свободных и закрепленных вихрей при  $H > H_{c1}$ . Обнаружено, что плотность закрепленных вихрей монотонно растет при повышении напряженности магнитного поля, полевая же зависимость плотности свободных вихрей имеет максимум при  $H_{c1} < H < H_S$ .

Оценена величина захваченного магнитного потока  $\Delta M$  в ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  по данным механического резонанса сверхпроводящего образца, помещенного в магнитное поле. Результаты оценок удовлетворительно согласуются с зависимостью  $\Delta M(H)$ , полученной в работе из данных по магнитополевой зависимости намагниченности  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

<sup>8</sup> Подчеркнем, что величина намагниченности  $\sigma$ , измеренная в постоянных магнитных полях, чувствительна лишь к общей плотности вихрей ( $N = N_p + N_f$ ).

В своей совокупности полученные результаты указывают на высокую информативность метода ВТ при исследовании процесса проникновения магнитного потока в ВТСП, построения фазовых  $H-T$ -диаграмм и т. п.

## Список литературы

- [1] P. Esquinazi. J. Low. Temp. Phys. **85**, 139 (1991).
- [2] C. Hunnekes, H.G. Bohn. J. Alloys Compd. **234**, 218 (1996).
- [3] J.X. Zhang, P.C.W. Fung, G.M. Lin, W.G. Zeng, Z.C. Lin, K.F. Liang. J. Phys. Chem. Sol. **51**, 287 (1992).
- [4] В.Г. Барьяхтар, В.Н. Варюхин, Ф.Б. Назаренко. СФХТ **3**, 1145 (1990).
- [5] Y.T. Wen, T.S. Ke, G.H. Bohn, H. Soltner, W. Schilling. Physica **C193**, 99 (1992).
- [6] Y.T. Wen, L.X. Yuan, C.Y. Xie, T.S. Ke, Y.T. Qian, Z.Y. Chen. J. Phys.: Condens. Matter. **2**, 661 (1990).
- [7] И.М. Голев, О.Н. Иванов, И.М. Шушлебин, С.А. Гриднев, В.Е. Милошенко. ФТТ **31**, 1, 220 (1989).
- [8] В.С. Оковит, Я.Д. Стародубов, Л.А. Чиркина, С.Д. Лавриченко. ФНТ **20**, 1, 63 (1994).
- [9] C.P. Bean. Phys. Rev. Lett., **8**, 250 (1962); Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
- [10] E. Altshuler, S. Garcia, J. Barroso. Physica **C177**, 61 (1991); E. Altshuler, S. Garcia. Physica **C200**, 195 (1992).
- [11] G.W. Crabtree, D.R. Nelson. Physics Today **50**, 38 (1997).
- [12] E.H. Brandt. Physica **C169**, 91 (1991); **C195**, 1 (1992).
- [13] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- [14] R.J. Soulen, S.A. Wolf. Physica **C166**, 95 (1990).
- [15] L. Xing. Phys. Rev. **B46**, 17, 11 084 (1992).
- [16] V.V. Moshalkov. Solid State Commun. **77**, 5, 389 (1991).
- [17] V.A. Finkel', V.M. Arzhavitin, A.A. Blinkin, V.V. Derevyanko, Yu.Yu. Razdovskii. Physica **C235-240**, 303 (1994).
- [18] В.М. Аржавитин, В.П. Головин, Г.Ф. Тихинский, В.А. Финкель, Б.И. Шаповал. СФХТ **2**, 153 (1989).
- [19] Н.Н. Ефимова, Ю.А. Попков, М.Б. Устименкова, В.А. Финкель. ФНТ **20**, 4, 342 (1994).
- [20] В.А. Финкель, В.В. Торяник. ФНТ **23**, 8, 824 (1997).
- [21] В.Е. Милошенко, И.М. Шушлебин, М.Н. Золотухин. ФТТ **31**, 9, 281 (1989).
- [22] В.Е. Милошенко, И.М. Шушлебин. СФХТ **3**, 8, 1836 (1990).