

# Влияние ионного облучения на верхнее критическое магнитное поле электронных и дырочных $d$ -волновых сверхпроводников

© Н.П. Шабанова, С.И. Красносвободцев, А.В. Варлашкин, А.И. Головашкин

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия  
E-mail: varlash@sci.lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 13 ноября 2001 г.)

Исследовано влияние ионного облучения на верхнее критическое магнитное поле  $H_{c2}$  электронных и дырочных высокотемпературных сверхпроводников. Показано, что изменение  $H_{c2}$  может быть связано с  $d$ -волновой симметрией параметра порядка.

Работа выполнена при поддержке Научного совета РНТП „Актуальные направления физики конденсированных сред“ (направление „Сверхпроводимость“, грант № 98027).

Исследования высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) различных групп, подвергнутых ионному облучению, обнаружили аномальный характер изменения верхнего критического магнитного поля с повышением концентрации радиационных дефектов [1,2]. Не наблюдалось классического роста  $H_{c2}$ , обычно вызванного рассеянием электронов на радиационных дефектах. Даже при облучении высококачественных эпитаксиальных пленок дозами, не приводящими к изменению критической температуры при возрастании удельного сопротивления, не удавалось заметно повысить  $H_{c2}$ .

Исследования обычных сверхпроводников с фононным механизмом показали, что в тех случаях, когда облучение не приводит к значительным изменениям электронной структуры, доминирующую роль в изменении верхнего критического поля играет рассеяние на дефектах. Примером может служить сверхпроводящее соединение NbC [3,4]. В других случаях, например для Nb<sub>3</sub>Sn, при сильном изменении электронных характеристик именно это изменение определяет поведение  $H_{c2}$  при облучении [5].

В настоящей работе изучается влияние радиационных дефектов на изменение электронных характеристик и рассеяние электронов проводимости электронных и дырочных ВТСП-купратов, а также роль этих изменений при аномальном поведении  $H_{c2}$ .

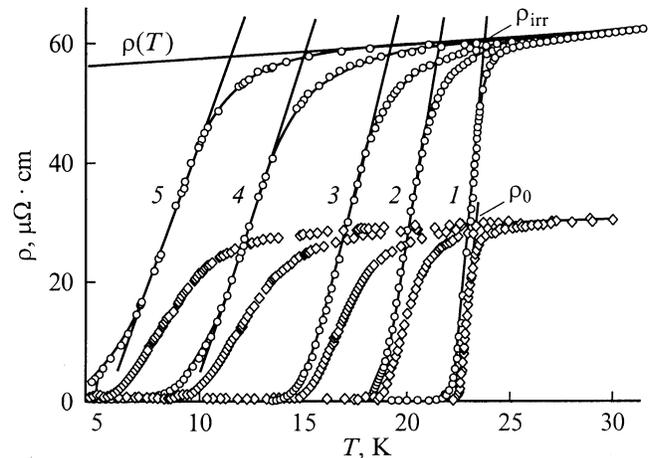
## 1. Эксперимент

Исследовались эпитаксиальные  $c$ -ориентированные пленки YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub>  (YBCO), HoBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub>  (HBCO) и Nd<sub>2-x</sub>Ce<sub>x</sub>CuO<sub>4- $\delta$</sub>  (NCCO), синтезированные in situ двухлучевым лазерным испарением [6,7]. Облучение пленок ионами гелия с высокой энергией проводилось при комнатной температуре и при  $T = 77$  К [8]. Изменялись температурные зависимости удельного сопротивления в нормальном состоянии и резистивные сверхпроводящие переходы в постоянном магнитном поле, перпендикулярном поверхности пленки. Температурная зависимость верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}(T)$  определялась по сдвигу резистивного перехода.

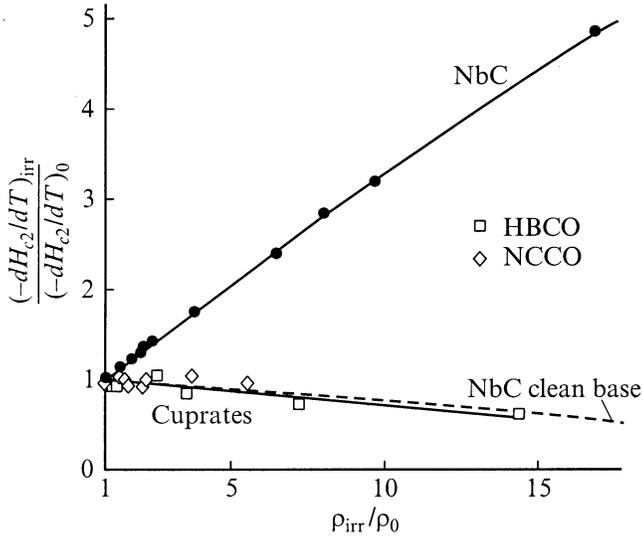
## 2. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены сверхпроводящие резистивные переходы в магнитном поле эпитаксиальной пленки NCCO до и после облучения ее небольшой дозой ионов гелия. Видно, что, хотя в результате облучения удельное сопротивление  $\rho$  материала возросло почти вдвое, температурная зависимость  $H_{c2}$  практически не изменилась. Более высокие дозы облучения приводили к слабому изменению наклона  $-dH_{c2}/dT$  температурной зависимости верхнего критического магнитного поля даже при значительном понижении критической температуры  $T_c$ .

Для пленок YBCO и HCCO наблюдалось более сильное уширение сверхпроводящих переходов в магнитном поле [5]. Облучение приводило к понижению наклона  $-dH_{c2}/dT$  примерно пропорционально критической температуре.



**Рис. 1.** Сверхпроводящие переходы в магнитном поле эпитаксиальной пленки NCCO до и после облучения ионами He<sup>+</sup> с высокой энергией дозой  $1 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Кривые 1–5 соответствуют значениям магнитного поля 0, 5, 10, 20 и 30 кОе. Показано определение удельного сопротивления в нормальном состоянии вблизи  $T_c$  исходного ( $\rho_0$ ) и облученного ( $\rho_{irr}$ ) образцов.



**Рис. 2.** Зависимость приведенного наклона  $(-dH_{c2}/dT)_{irr}/(-dH_{c2}/dT)_0$  от приведенного удельного сопротивления  $\rho_{irr}/\rho_0$  пленок NbC, HBCO и NCCO, облученных ионами  $He^+$ .  $(-dH_{c2}/dT)_0$  и  $\rho_0$  — характеристики исходного образца. Штриховой линией показано изменение „чистого слагаемого“ для NbC.

Наблюдаемое изменение  $H_{c2}$  ВТСП-купратов при облучении оказалось очень похожим на изменение той части  $H_{c2}$  обычных сверхпроводников, которую называют „чистым слагаемым“ (рис. 2).

В отсутствие рассеяния величина наклона  $-dH_{c2}/dT$  соответствует „чистому слагаемому“, которое определяется величиной  $T_c/\langle v^2 \rangle$ , где  $\langle v^2 \rangle$  — средний по поверхности Ферми квадрат скорости Ферми [9,10]. Рассеяние на дефектах повышает верхнее критическое магнитное поле [11,12]. Наклон температурной зависимости  $-dH_{c2}/dT$  вблизи  $T_c$  с учетом рассеяния определяется выражением

$$-dH_{c2}/dT \sim \frac{T_c}{\langle v^2 \rangle} (1 + \lambda_{tr}). \quad (1)$$

Величина  $\lambda_{tr}$  растет при сокращении длины свободного пробега электронов  $l$  или времени релаксации  $\tau = l/v^*$

$$\lambda_{tr} = \frac{\hbar}{2\pi k T_c \tau^*} = 0.882 \frac{\xi_0}{l}. \quad (2)$$

Здесь  $\hbar$  — постоянная Планка,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\xi_0 = 0.18\hbar v^*/kT_c$ . Выражения записаны для сверхпроводника с сильной связью, где  $\tau^* = \tau(1 + \lambda)$  и  $v^* = v/(1 + \lambda)$ ,  $\lambda$  — константа электрон-фононного взаимодействия.

На примере обычных сверхпроводников NbC, Nb<sub>3</sub>Sn было продемонстрировано влияние рассеяния электронов на радиационных дефектах на величину  $H_{c2}$  [3,5]. В том случае, когда дефекты несущественно изменяют электронную структуру и  $T_c$ , изменение множителя  $T_c/\langle v^2 \rangle$ , или „чистого слагаемого“, в выражении (1) относительно невелико. Повышение  $H_{c2}$  вызвано ростом  $\lambda_{tr}$  из-за сокращения длины свободного пробега.

Следует отметить, что в обычных сверхпроводниках рассеяние на нормальных примесях и дефектах не влияет на критическую температуру (теорема Андерсона) [13]. Изменение  $T_c$  в этом случае связано с изменением электронных характеристик.

В отличие от  $T_c$  обычных сверхпроводников критическая температура высокотемпературных купратов чувствительна к рассеянию. Это связано с нечетной  $d$ -волновой симметрией параметра порядка [14], обнаруженной как для дырочных, так и для электронных ВТСП [15,16]. По оценке [17] для достаточно чистого сверхпроводника с нечетным параметром порядка поведение критической температуры при рассеянии на дефектах может быть определено соотношением  $T_c = T_{c0}(1 - \pi\hbar/(2kT_{c0}\tau))$ . Здесь  $T_{c0}$  — значение критической температуры в отсутствие рассеяния,  $\hbar/(\pi k T_{c0}\tau) \ll 1$ . С учетом (2) можно записать  $T_c = T_{c0}/(1 + \pi^2\lambda_{tr})$ .

Таким образом, деградация критической температуры  $d$ -волнового сверхпроводника из-за рассеяния быстро снижает верхнее критическое магнитное поле, так что множителем  $(1 + \lambda_{tr})$  в выражении (1) можно пренебречь. В результате для  $d$ -волнового сверхпроводника изменение наклона  $-dH_{c2}/dT$  из-за рассеяния качественно будет описываться выражением

$$-dH_{c2}/dT \sim \frac{T_c}{\langle v^2 \rangle} \sim \frac{T_{c0}}{\langle v^2 \rangle (1 + \pi^2\lambda_{tr})}. \quad (3)$$

Выражение (3) показывает, что для  $d$ -волнового сверхпроводника изменение наклона  $-dH_{c2}/dT$  определяется отношением  $T_c/\langle v^2 \rangle$  как при изменении электронных характеристик, так и при изменении рассеяния.

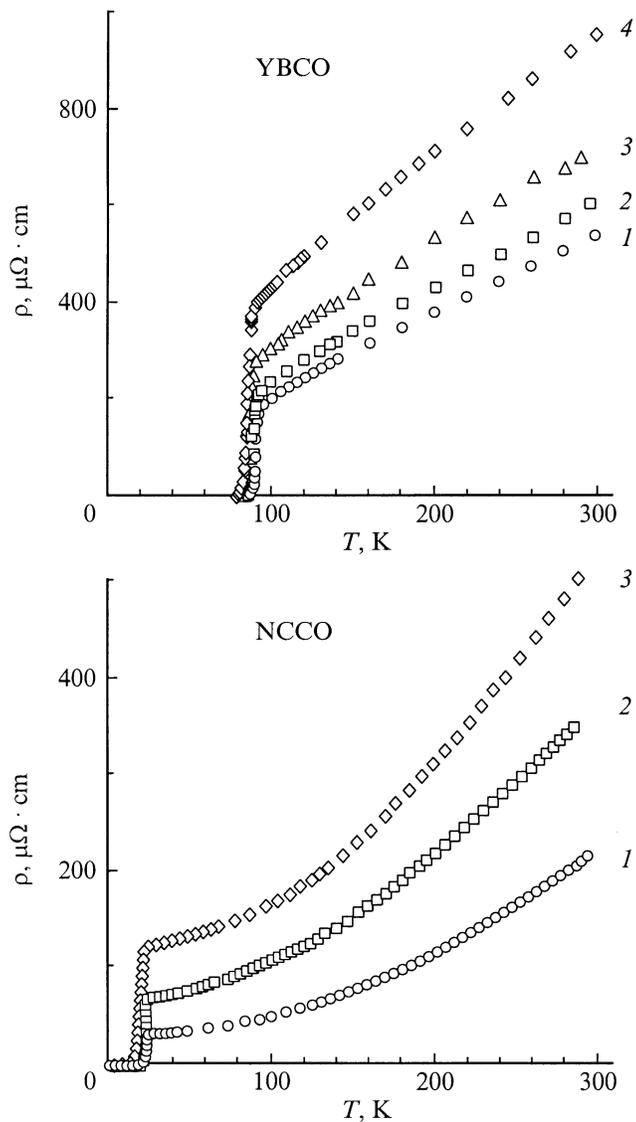
Это качественно объясняет обнаруженный характер изменения верхнего критического магнитного поля ВТСП-купратов при снижении длины свободного пробега электронов.

Облучение ВТСП приводит не только к изменению длины свободного пробега, но и к изменению концентрации электронов проводимости  $N$ . Выражение

$$\rho = \frac{mv}{Ne^2l} \quad (4)$$

( $m$  и  $e$  — эффективная масса и заряд электрона) показывает, что удельное сопротивление  $\rho$  может возрастать как в результате снижения длины свободного пробега из-за радиационных дефектов, так и в результате изменения электронных характеристик.

При облучении купратов происходит не только рост остаточного сопротивления, связанного с дефектами, но и повышение наклона  $d\rho/dT$  температурной зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  (рис. 3). Температурная зависимость  $\rho$  определяется температурной зависимостью длины свободного пробега. В случае линейной зависимости  $\rho(T)$  наклон  $d\rho/dT$  можно рассматривать как показатель изменения величины  $mv/N$  при облучении. Отношение  $d\rho/dT$  к величине удельного сопротивления  $\rho_n$  вблизи  $T_c$  должно меняться при облучении



**Рис. 3.** Температурные зависимости удельного сопротивления эпитаксиальных пленок высокотемпературных сверхпроводников, облученных различными дозами  $F$  ионов  $\text{He}^+$ : YBCO ( $F, \text{cm}^{-2}$ : 1 — 0, 2 —  $6 \cdot 10^{14}$ , 3 —  $1.6 \cdot 10^{15}$ , 4 —  $2.6 \cdot 10^{15}$ ); NCCO ( $F, \text{cm}^{-2}$ : 1 — 0, 2 —  $1 \cdot 10^{13}$ , 3 —  $1 \cdot 10^{14}$ ).

пропорционально длине свободного пробега электронов

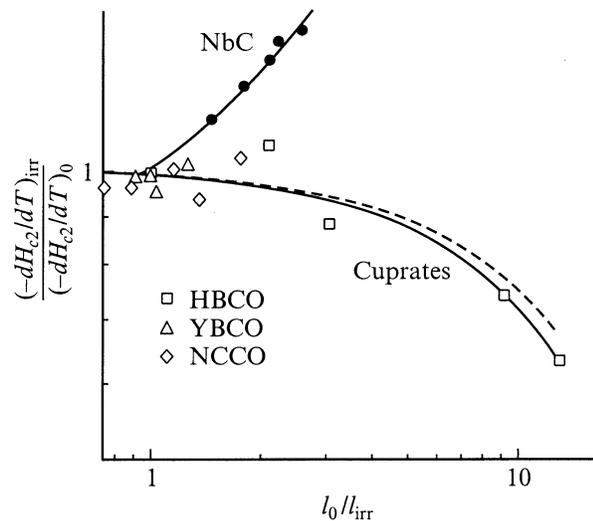
$$\frac{1}{\rho_n} \frac{d\rho}{dT} \sim l. \quad (5)$$

Это позволяет оценить изменения  $l$  и  $mv/N$  при облучении на основании данных о температурной зависимости  $\rho(T)$ .

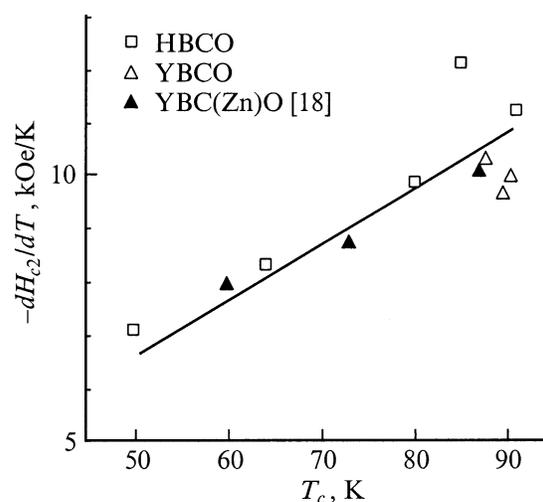
Для YBCO (рис. 3) и HBCO [5], а также для NbC, имеющих близкую к линейной зависимость удельного сопротивления от температуры, были непосредственно произведены оценки изменения величины  $mv/N$  и длины свободного пробега электронов  $l$  вблизи  $T_c$  при облучении. В случае NCCO, для которого зависимость  $\rho(T)$  является нелинейной, подобные оценки были проведены на качественном уровне.

Результаты показывают, что облучение YBCO, HBCO и NCCO приводит к заметному понижению длины свободного пробега электронов в этих ВТСП. При этом не обнаруживается увеличения наклона  $-dH_{c2}/dT$  в отличие от обычных сверхпроводников (рис. 4).

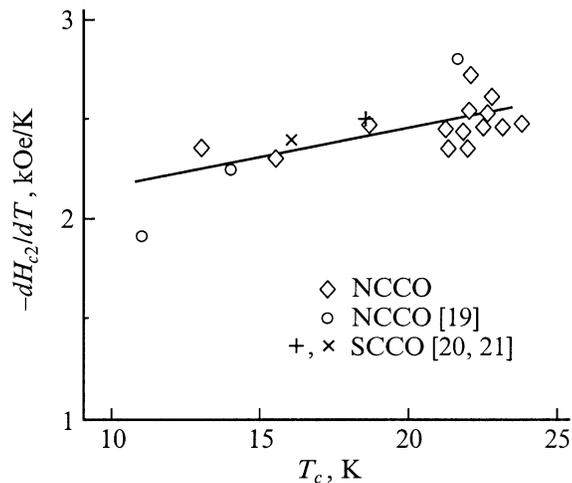
Наблюдаемое снижение верхнего критического магнитного поля для HBCO может объясняться сильным влиянием рассеяния на критическую температуру  $d$ -волнового сверхпроводника. Небольшая длина когерентности дырочных ВТСП  $\xi(0) \sim 20 \text{ \AA}$  делает возмож-



**Рис. 4.** Изменение приведенного наклона  $(-dH_{c2}/dT)_{\text{irr}}/(-dH_{c2}/dT)_0$  при повышении приведенной обратной длины свободного пробега электронов  $l_0/l_{\text{irr}}$  для эпитаксиальных пленок высокотемпературных купратов HBCO, YBCO и NCCO, облученных ионами  $\text{He}^+$ .  $(-dH_{c2}/dT)_0$  и  $l_0$  — характеристики исходного образца. Для сравнения показаны данные для обычного сверхпроводника NbC, штриховая линия — „чистое слагаемое“.



**Рис. 5.** Зависимость наклона  $-dH_{c2}/dT$  от критической температуры  $T_c$  для эпитаксиальных пленок дырочных высокотемпературных сверхпроводников HBCO и YBCO, облученных ионами гелия, и допированного цинком YBCO [18].



**Рис. 6.** Зависимость наклона  $-dH_{c2}/dT$  от критической температуры  $T_c$  для электронных высокотемпературных сверхпроводников: в эпитаксиальных пленках NCCO, облученных ионами гелия, с различным соотношением Nd/Ce и с различным кислородным составом [19], а также в SmCeCuO [20,21].

ной реализацию приближения чистого сверхпроводника  $\lambda_{tr} \ll 1$ , когда справедливо выражение (3).

Вместе с тем для YBCO и HBCO при небольших дозах облучения и при замещении меди цинком [18] оценки показали, что относительное изменение  $mv/N$  сравнимо с относительным изменением  $1/l$  или превышает его. Зависимость  $H_{c2}$  от электронных характеристик в этом случае может оказаться существенной. В частности, понижение концентрации электронов проводимости может приводить к быстрому снижению  $T_{c0}$  в выражении (3) при прохождении уровнем Ферми сингулярности в плотности состояний [17]. Во всех случаях для дырочных ВТСП наблюдается универсальный характер изменения  $H_{c2}$ : наклон  $-dH_{c2}/dT$  снижается примерно пропорционально критической температуре (рис. 5). По-видимому, изменение величины  $T_c/\langle v^* \rangle^2$  для них определяется изменением  $T_c$ .

Для электронных ВТСП NCCO и SmCeCuO (SCCO) прослеживается слабая тенденция к уменьшению наклона  $-dH_{c2}/dT$  при снижении критической температуры в результате облучения, изменения кислородного состава [19] и соотношения редкоземельных элементов (рис. 6). Значения критического поля вблизи  $T_c$  (и наклона  $-dH_{c2}/dT$ ) для этих соединений практически совпадают [20,21]. С помощью облучения не удастся значительно повысить рассеяние в указанных купратах (рис. 4). Даже очень малые дозы облучения вызывают снижение критической температуры, поскольку эти соединения являются сверхпроводящими в очень узкой области содержания кислорода. При этом обнаруживается значительное изменение величины  $mv/N$ . Понижение концентрации электронов проводимости (изменение уровня Ферми) может вызывать уменьшение не только  $T_c$ , но и  $v^*$ . Поэтому наблюдение слабого снижения наклона  $-dH_{c2}/dT$  электронных сверхпровод-

ников при облучении можно объяснить особенностями электронной структуры, определяющими изменение величины  $T_c/\langle v^* \rangle^2$ .

Таким образом, для дырочных и электронных ВТСП показано, что отсутствие роста верхнего критического магнитного поля при снижении длины свободного пробега электронов в результате облучения ионами с высокой энергией может определяться  $d$ -волновой симметрией параметра порядка. При этом существенную роль в характере изменения верхнего критического магнитного поля должно играть изменение концентрации электронов проводимости, вызванное радиационными дефектами. Величина  $H_{c2}$  качественно ведет себя аналогично „чистому слагаемому“ в выражении для верхнего критического магнитного поля обычного сверхпроводника при изменении электронных характеристик.

## Список литературы

- [1] С.И. Красновободцев, Н.П. Шабанова, В.С. Ноздрин, А.И. Головашкин. ФТТ **41**, 1372 (1999).
- [2] J.Y. Lin, S.J. Chen, S.Y. Chen, C.F. Chang, H.D. Yang, S.K. Tolpygo, M. Gurvitch, Y.Y. Hsu, H.C. Ku. Phys. Rev. **B59**, 6047 (1999).
- [3] С.И. Красновободцев, Н.П. Шабанова, Е.В. Екимов, В.С. Ноздрин, Е.В. Печень. ЖЭТФ **108**, 970 (1995).
- [4] N.P. Shabanova, S.I. Krasnovobodtsev, V.S. Nozdrin, E.V. Pechen, A.V. Varlashkin, S.V. Antonenko, G.I. Zhabrev, A.I. Golovashkin. Czech. J. Phys. **46**, 853 (1996).
- [5] Н.П. Шабанова, С.И. Красновободцев, В.С. Ноздрин, А.И. Головашкин. ФТТ **38**, 1969 (1996).
- [6] A.I. Golovashkin, E.V. Ekimov, S.I. Krasnovobodtsev, V.P. Martovitsky, E.V. Pechen. Physica **C162-164**, 715 (1989).
- [7] В.С. Ноздрин, С.И. Красновободцев, О.М. Иваненко, П.В. Братухин, К.В. Мицен. Письма в ЖТФ **22**, 24, 1 (1996).
- [8] Н.П. Шабанова, В.С. Ноздрин, С.И. Красновободцев, В.А. Дравин, А.И. Головашкин. Крат. сообщ. по физике **12**, 35 (1999).
- [9] Л.П. Горьков, Т.К. Мелик-Бархударов. ЖЭТФ **45**, 1493 (1963).
- [10] B.J. Dalrymple, D.E. Prober. J. Low. Temp. Phys. **56**, 545 (1984).
- [11] Л.П. Горьков. ЖЭТФ **37**, 1407 (1959).
- [12] N.R. Werthamer. Superconductivity / Ed. R.D. Parks. Dekker Marcel. N.Y. (1969). Vol. 1. P. 321.
- [13] P.W. Anderson. J. Phys. Chem. Sol. **11**, 26 (1959).
- [14] H. Won, K. Maki. Physica **C282-287**, 1837 (1997).
- [15] C.C. Tsuei, J.R. Kirtley, C.C. Chi, L.S. Yu-Jahnes, A. Gupta, T. Shaw, J.Z. Sun, M.B. Ketchen. Phys. Rev. Lett. **73**, 593 (1994).
- [16] C.C. Tsuei, J.R. Kirtley. Phys. Rev. Lett. **85**, 182 (2000).
- [17] A.A. Abrikosov. Int. J. Mod. Phys. **B13**, 3405 (1999).
- [18] J. Schroeder, M. Ye, J.F. Marneffe, M. Mehbod, R. Deltour, A.G.M. Jansen, P. Wyder. Physica **C278**, 113 (1997).
- [19] J. Herrmann, M.C. Andrade, C.C. Almasan, R.P. Dickey, M.B. Maple, W. Jiang, S.N. Mao, R.L. Greene. Phys. Rev. **B54**, 3610 (1996).
- [20] M.C. Andrade, C.C. Almasan, Y. Dalichaouch, M.B. Maple. Physica **C184**, 378 (1991).
- [21] M.A. Crusellas, J. Fontcuberta, S. Pinol. Phys. Rev. **B48**, 4223 (1993).