Магнитная восприимчивость и анизотропия глубины проникновения магнитного поля в высокотемпературных оксидных сверхпроводниках

© Ю.М. Гуфан, И.Г. Левченко, Е.Г. Рудашевский

Северо-кавказский научный центр высшей школы,
344104 Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: gufan@gufan.rnd.runnet.ru

(Поступила в Редакцию 3 ноября 1998 г.)

Построена феноменологическая теория анизотропии глубины проникновения магнитного поля ($\lambda_{i\alpha}$) в высокотемпературных сверхпроводниках с учетом анизотропии магнитной восприимчивости поверхностного слоя (χ_{ik}). Изменение анизотропии λ_c/λ_{ab} в 1.9 раза при 4% замещении в $YBa_2Cu_3O_7$ ионов Cu на Co практически полностью обязано увеличению анизотропии магнитной восприимчивости. При замещениях Cu–Zn изменение λ_c/λ_{ab} характеризует в основном изменение анизотропии тензора обратных эффективных масс носителей заряда (пар).

Анизотропия глубины проникновения магнитного поля в высокотемпературных сверхпроводниках может рассматриваться как подходящий инструмент для решения одной из основных проблем физики оксидных сверхпроводников — определения симметрии и структуры конденсатной волновой функции. Данные по температурной зависимости глубины проникновения в таких сверхпроводниках как $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ [1–6], $Tl_2Ba_2CaCu_2O_{8-y}$ [5], $Hg_2Ba_2Cu_3O_{7-y}$ [7], $Bi_2Si_2CaCu_2O_{8+y}$ [8], $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ [3,9] и твердых растворах замещения на их основе [10,11] различаются количественно, но качественно близки. Так, например в $YBa_2Cu_3O_{7-y}$, относящемся при $0.07 < y < 0.65$ к орторомбическому классу симметрии [12], при низких температурах $T^* \leq T_c$ ($T^*/T_c \sim 0.4$ [2,4], $T^*/T_c \sim 0.5$ [5]) зависимость линейная, что соответствует существованию нулей в спектре возбуждений куперовского конденсата, а в интервале $T^* < T < T_c$ — сильно нелинейная. Согласно теоретическим моделям, нелинейная зависимость характерна для "обычной" сверхпроводимости S-типа в приближении Ландау–Гинзбурга или двужидкостной модели Квазимира–Гортера. Аналогичное поведение, но с другой точкой перехода между двумя состояниями конденсата (с нулями в спектре одночастичных возбуждений и без) наблюдается и в тетрагональных соединениях $Tl_2Ba_2CaCu_2O_{8-y}$, $Hg_2Ba_2Cu_3O_{7-y}$, $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$. В то же время в $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ зависимость соответствует S-волновому состоянию спаривания во всем интервале изменения температур.

Недавно в работах [13–15] была обнаружена аномально большая (по сравнению с кристаллохимической [16,17]) анизотропия глубины проникновения магнитного поля в $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ в плоскости, перпендикулярной цепочкам Ba–Y–Ba $[\lambda_a/\lambda_b] \geq 2$, которая может дать дополнительную информацию о природе сверхпроводящего состояния.

Однако глубина проникновения в сверхпроводниках по своему определению [17,18] и по методикам измерения [1–11,13–15] является усредненной характеристикой кристалла, предполагающей определенные приближения теории при интерпретации эксперимента. Одно из приближений, используемое во всех известных нам описаниях эксперимента, заключается в том, что в теории пренебрегается анизотропией магнитной восприимчивости поверхностного слоя. В обычных (непереходных) металлах магнитная восприимчивость крайне мала ($\chi \sim 10^{-5}$) и такое приближение представляется вполне оправданным. Однако при измерении усредненных характеристик, в частности глубины проникновения для ВТСП в слабых полях ($H < H_{c1}$, $H \sim 20{-}30\,\mathrm{mT}$), анизотропия χ_{ik}, как видно из представленных далее расчетов, может существенно изменить интерпретацию экспериментальных данных.

Принципиальная необходимость учета анизотропии тензора магнитной восприимчивости $\chi_{ik} = (1-\mu_{1k})/4\pi$, определяющего магнитный момент в поверхностном слое сверхпроводника, очевидна из следующих соображений симметрии. Для кристаллов орторомбической и более высокой сингонии, вырезанных параллельно базисным плоскостям элементарной ячейки, и полей, ориентированных по кристаллографическим осям, тензор глубины проникновения $\lambda_{i\alpha}$ можно считать зависящим от двух индексов: поляризации поля α и направления затухания i. Ясно, что матрица $\lambda_{i\alpha}$ не должна быть симметричной по индексам и для тетрагонального кристалла должна характеризоваться тремя компонентами:

$$\lambda_1 = \lambda_{c\alpha} = \lambda_{c\beta},\ \lambda_2 = \lambda_{a\gamma} = \lambda_{b\gamma},\ \lambda_3 = \lambda_{a\beta} = \lambda_{b\alpha}, \quad (1)$$

где α, β, γ обозначают направление поляризации полей вдоль осей a, b, c. Для орторомбического кристалла независимых компонент $\lambda_{i\alpha}$ — шесть. В то же время для описания этой анизотропии в рамках теорий, не учитывающих анизотропию χ_{ik} (и соответственно тензора магнитной проницаемости μ_{ik}), имеется всего два феноменологических параметра для тетрагональных кристаллов и три параметра для орторомбических. Этими параметрами являются компоненты тензора обратных эффективных масс носителей заряда (пар) $k_{ij} = (m_{ef}^{-1})_{ij}$: для тетрагональных классов $k_1 = k_2 = 1/m_{aa} = 1/m_{bb}$, $k_3 = 1/m_{cc}$, для орторомбических $k_1 \neq k_2 \neq k_3$.

Для орторомбического кристалла потенциал Ландау–Гинзбурга в случае одного комплексного параметра порядка имеет вид

$$F = F_0 + \int dV\left[\mathbf{BH}/8\pi + k_i|D_i\Psi|^2 + a|\Psi|^2 + b|\Psi|^4\right]$$
$$= F_0 + \int dV\left[\mu_i^{-1} e_{ik1}\nabla_k A_1 e_{jmn}\nabla_m A_n \delta_{ij}/8\pi\right.$$
$$\left. + k_i|D_i\Psi|^2 + a|\Psi|^2 + b|\Psi|^4\right], \quad (2)$$

где $|\Psi|^2$ — плотность сверхпроводящих носителей, $D_i = \nabla_i - 4\pi ie/hcA_i$.

Уравнения Максвелла для сверхпроводников [19–21]

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}, \qquad \mathbf{B} = \operatorname{rot}\mathbf{A},$$

$$c\operatorname{rot}\mathbf{M} = 4\pi\mathbf{j}^s, \qquad c\operatorname{rot}\mathbf{H} = 4\pi\mathbf{j}^e, \quad (3)$$

где $\mathbf{j}^e$ — ток внешних источников поля, $\mathbf{j}^s$ — сверхпроводящий ток. В соответствии с (1,2), магнитный момент определяется сверхпроводящим током $\mathbf{j}^s$ согласно системе уравнений

$$j_p^s = \delta(F - BH/4\pi)/\delta A_p$$
$$= 32\pi^2 e^2|\Psi|^2(m^{-1})_{pq}A_q/h^2c, \quad (4)$$

где $A_q = A_q - c/2e\partial\Omega/\partial x_q$ — калибровочно-инвариантный вектор-потенциал поля, Ω определяет фазу волновой функции.

Варьирование полного неравновесного термодинамического потенциала по вектор-потенциалу дает три уравнения, позволяющие рассчитать затухание полей. Первое есть

$$\partial\mu_y^{-1}/\partial z(\partial A_x/\partial z - \partial A_z/\partial x) + \partial\mu_z^{-1}/\partial y(\partial A_x/\partial y$$
$$- \partial A_y/\partial x) + \mu_y^{-1}\partial^2 A_x/\partial z^2 + \mu_z^{-1}\partial^2 A_x/\partial y^2 = 4\pi j_x^s, \quad (5)$$

два других получаются из (5) перестановкой осей координат $x \to y \to z \to x$. Предполагая, что

$$\partial\mu_y^{-1}/\partial z(\partial A_x/\partial z - \partial A_z/\partial x)$$
$$+ \partial\mu_z^{-1}/\partial y(\partial A_x/\partial y - \partial A_y/\partial x) = 0, \quad (6)$$

получаем в лондоновском приближении, что тензор, характеризующий глубину проникновения поля, вдоль выделенных кристаллографических осей определяется шестью независимыми компонентами

$$\lambda_{i\alpha} = 32\pi e^2 4\pi^2|\Psi|^2/h^2c^2\mu_{\alpha\alpha}^{-1}m_{ii}. \quad (7)$$

Диагональные компоненты $\lambda_{i\alpha}$ равны нулю. Тетрагональный кристалл ($\mu_{\alpha\alpha} = \mu_{\beta\beta}$, $m_{aa} = m_{bb}$) характеризуется тремя независимыми компонентами.

Предположим, что волновая функция конденсата определяется суперпозицией двух волн, образующих базис для разных неприводимых представлений D_{4h}. В такой модели состояния конденсата формально число параметров теории, определяющих анизотропию $\lambda_{i\alpha}$, увеличивается на два, так как неоднородная часть потенциала Ландау (например, в случае суперпозиции $s(z^2 - x^2 - y^2)$ и $d(x^2 - y^2)$ волн) имеет вид

$$f_n = k_1\left(|\nabla_x\eta_s|^2 + |\nabla_y\eta_s|^2\right) + k_2\left(|\nabla_x\eta_d|^2 + |\nabla_y\eta_d|^2\right)$$
$$+ k_3\left(|\nabla_z\eta_s|^2\right) + k_4\left(|\nabla_z\eta_d|^2\right)$$
$$+ k_5\left(\nabla_x\eta_s\nabla_x\eta_d^* - \nabla_y\eta_s^*\nabla_y\eta_d + \text{c.c.}\right). \quad (8)$$

Здесь $\eta_s\eta_d$ — параметры порядка феноменологической теории, преобразующиеся по неприводимым представлениям A_{1g} и B_{2g} группы D_{4h}. В работе [22] установлено, что возможны только три термодинамически стабильных состояния конденсата, определяемых суперпозицией $s(z^2 - x^2 - y^2)$ и $d(x^2 - y^2)$ волн. Это суперпозиция наиболее общего вида $\Psi_1 = as(z^2 - x^2 - y^2) + bd(x^2 - y^2)$, где a, b — комплексные числа и два частных случая суперпозиции: $\Psi_2 = s(z^2 - x^2 - y^2) + id(x^2 - y^2)$ и $\Psi_3 = s(z^2 - x^2 - y^2) + \alpha d(x^2 - y^2)$ (α — действительное), соответствующих фазам более высокой симметрии. Однако и в этом случае соображения о необходимости учета анизотропии μ_{ik} остаются в силе. Действительно, прямые вычисления показывают, что без ее учета константы ($k_1 - k_5$) группируются так, что теория предсказывает две независимые компоненты тензора $\lambda_{i\alpha}$ в фазе $\Psi_2 = s(z^2 - x^2 - y^2) + id(x^2 - y^2)$, связанные равенствами

$$\lambda_{zx} = \lambda_{xz} = \lambda_{yz} = \lambda_{zy}, \qquad \lambda_{xy} = \lambda_{yx}. \quad (9)$$

В состояниях конденсата $\Psi_1 = as(z^2 - x^2 - y^2) + bd(x^2 - y^2)$ и $\Psi_3 = s(z^2 - x^2 - y^2) + \alpha d(x^2 - y^2)$ возникают три независимые компоненты $\lambda_{i\alpha}$, но связывающие их равенства

$$\lambda_{yz} = \lambda_{zy}, \qquad \lambda_{xy} = \lambda_{yx}, \qquad \lambda_{xz} = \lambda_{zx} \quad (10)$$

не совпадают с теми, выполнения которых требует симметрия (1).

Рассмотрим с точки зрения полученных результатов эксперименты по анизотропии глубины проникновения поля в $YBa_2Cu_3O_7$. Разброс данных по разным работам достаточно велик, что видимо связано не столько с качеством образцов, сколько с методикой измерения. Мы ограничились результатами [10,11], которые согласуются с данными [23–26] и относятся к слабым полям ($H < H_{c1}$), для которых справедливы приведенные выше вычисления. В [10,11] изучалось влияние Co- и Zn-замещений в $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)O_{7-y}$ на сверхпроводящие характеристики, в частности $\lambda_{i\alpha}$ и χ_{ik}. Полученные в [10,11] значения λ_c/λ_{ab} и рассчитанная нами по графикам, приведенным в [10], анизотропия магнитной проницаемости вдоль соответствующих направлений поля при $T = 0$ представлены в табл. 1.

Таблица 1. Измерение величины анизотропии сверхпроводников (по данным [10,11])

Материал	λ_c/λ_{ab} [10]	λ_c/λ_{ab} [11]	μ_c/μ_{ab} [10]
$YBa_2Cu_3O_7$	6.62	6.6	1.56
$YBa_2(Cu_{0.95}Zn_{0.05})_3O_7$	4.17	4.4	2.42
$YBa_2(Cu_{0.96}Co_{0.04})_3O_7$	9.13		2.91

Таблица 2. Рассчитанные отношения параметров анизотропии двух сверхпроводящих материалов

Материал 1/Материал 2	$[\lambda_c/\lambda_{ab}]/[\lambda_c/\lambda_{ab}]$	$[\mu_c/\mu_{ab}]/[\mu_c/\mu_{ab}]$	$[\gamma/\gamma]$
$YBa_2(Cu_{0.95}Co_{0.05})_3O_7$	0.39 [10]	1.55	0.5
$YBa_2Cu_3O_7$	0.43 [11]		0.52
$YBa_2(Cu_{0.96}Co_{0.04})_3O_7$ / $YBa_2Cu_3O_7$	1.9 [10]	1.86	1.02

На основе приведенных выше соотношений по этим данным нами получено, что замещение меди на Co и Zn по разному влияет на изменение масс носителей заряда (пар) в этих твердых растворах. Значения отношения эффективных масс пар, анизотропии глубины проникновения магнитного поля и магнитной проницаемости приведены в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что изменение анизотропии λ_c/λ_{ab} чистого $YBa_2Cu_3O_7$ по отношению к $YBa_2Cu_3O_7$ при четырехпроцентном замещении Co практически полностью объясняется изменением отношения магнитной проницаемости. Наоборот, изменение анизотропии λ_c/λ_{ab} при пятипроцентном замещении ионов Cu на Zn в основном соответствует изменению анизотропии тензора эффективных масс $\gamma = [m_c/m_{ab}]^{1/2}$ в этих соединениях. В соответствии с приведенными данными значения γ равны

$$\gamma(YBa_2Cu_3O_7) \approx 5.3,$$
$$\gamma\big(YBa_2(Cu_{0.95}Zn_{0.05})_3O_7\big) \approx 2.7,$$
$$\gamma\big(YBa_2(Cu_{0.96}Co_{0.04})_3O_7\big) \approx 5.35. \qquad (11)$$

Отметим, что для пятипроцентного замещения ионов меди на ионы цинка и для чистого $YBa_2Cu_3O_7$ известны значения χ_{ab} [10] и, следовательно, по приведенным выше соотношениям можно определить величину отношения

$$\gamma = \Big[m_{ab}\big(YBa_2(Cu_{0.95}Zn_{0.05})_3O_7\big)/m_{ab}(YBa_2Cu_3O_7)\Big]^{1/2} \approx 1.897.$$

Это отношение коррелирует с температурами перехода в состояние сверхпроводимости

$$T_c(YBa_2Cu_3O_7)/T_c\big(YBa_2(Cu_{0.95}Zn_{0.05})_3O_7\big) \approx 1.897.$$

Совпадение этих значений не соответствует ни предсказаниям теории, связывающей ВТСП-состояние с существованием поляров, ни предсказанием теории БКШ.

Построенная теория обнаруживает следующую проблему. Пока механизм спаривания неизвестен, анизотропию масс носителей заряда в базисной плоскости орторомбических кристаллов нужно считать пропорциональной орторомбическому отклонению $e_0 = 2(a-b)/(a+b)$, которое в $YBa_2Cu_3O_7$ равно 0.009 [17,18] или 0.008 [16]. Тогда $\lambda_{a\gamma}/\lambda_{b\gamma} = (m_{aa}/\mu_{\gamma\gamma})/(m_{bb}/\mu_{\gamma\gamma}) = m_{aa}/m_{bb} \approx 1$. В реальных кристаллах $[\lambda_a\lambda_b] \geq 2$ и, следовательно, необходимо отказаться от одного из предположений развитого выше феноменологического подхода — предположения о том, что параметр порядка в смысле теории Ландау однокомпонентный, т.е. от предложения о сильном кристаллическом поле, определяющем состояние куперовского D-конденсата. Подчеркнем, что это утверждение согласуется с выводами работ по измерению флуктуаций вблизи T_c [26] и рядом других экспериментальных данных.

Авторы благодарят за финансовую поддержку Российский фонд фундаментальных исследований.

Список литературы

[1] D.A. Bonn, R. Liang, T.M. Riseman, D.G. Baar, D.C. Morgan, K. Shang, P. Dosanjh, T.L. Duty, A. MacFarlane, G.D. Morris, J.H. Brewer, W.H. Hardy, C. Kallin, A.J. Berlinsky. Phys. Rev. **B47**, *17*, 134 (1993).

[2] W.N. Hardy, D.A. Bonn, D.C. Morgan, R. Liang, K. Shang, Phys. Rev. Lett. **70**, *25*, 3999 (1993).

[3] D.E. Oates, P.P. Nguyen, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus, G. Koren, E. Polturak. J. of Superconductivity **8**, *6*, 725 (1995).

[4] D.H. Wu, J. Mao, S.M. Anlage. J. of Superconductivity **8**, *6*, 745 (1995).

[5] А.А. Жуков, М.Р. Трунин, А.Т. Соколов, Н.Н. Колесников. ЖЭТФ **112**, *6*, 2210 (1997).

[6] A. Fuchs, W. Prusseit, P. Berberich, H. Kinder. Phys. Rev. **B53**, *22*, R14745 (1996).

[7] Y.Y. Xue, Q. Xiong, Y. Cao, C.W. Chu. J. of Superconductivity **8**, *4*, 465 (1995).

[8] A. Maeda, Y. Iino, T. Hanaguri, N. Motohira, K. Kishio, T. Fukase. Phys. Rev. Lett. **74**, *7*, 1202 (1995).

[9] D.H. Wu, J. Mao, S.N. Mao, J.L. Peng, X.X. Xi, T. Venkatesan, R.L. Greene. Phys. Rev. Lett. **70**, *1*, 85 (1993).

[10] D.N. Sheng, A.M. Campbell, J.D. Johson, J.R. Cooper, F.J. Blunt, A. Porch, P.A. Freeman. Phys. Rev. **B49**, *2*, 1417 (1994).

[11] C. Panagopoulos, J.R. Cooper, N. Athanassopoulou. Phys. Rev. **B54**, *18*, R12721 (1996).

[12] H. Shaked, P.M. Keane, J.C. Rodriguez. Crystall Structures of High-Tc Superconducting cooper-oxides. Argonne. Illinois, USA (1994). 74 p.

[13] A.G. Sun, S.N. Han, A.S. Katz, D.A. Gajewski, M.B. Maple, R.G. Dynes. Phys. Rev. **B52**, *22*, R15731 (1995).

[14] D.N. Basov, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardly, B. Dabrowski, M. Quijada, D.B. Tanner, J.P. Rice, D.M. Ginsberg, T. Timusk. Phys. Rev. Lett. *4*, 508 (1995).

[15] J.L. Tallon, C. Bernhard, U. Binninger, A. Hofer, G.V.M. Williams, E.J. Ansaldo, J.I. Budnick, C. Niedermayer. Phys. Rev. Lett. **74**, *6*, 1008 (1995).
[16] P.M. Horn, D.N. Kean, G.A. Held, J.L. Jordan-Sweet, D.L. Kaiser, F. Holdsberg, T.M. Rice. Phys. Rev. Lett. **59**, *24*, 2772 (1987).
[17] J. Ye, K. Nakamura. Phys. Rev. **B43**, 10 7554 (1993).
[18] K. Nakamura, J. Ye, A. Ishii. Physica C, *1–13* (1993).
[19] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. Статистическая физика. Ч. 2. Наука, М. (1978). 430 с.
[20] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Гос. изд-во тех.-теор. лит. (1957). 580 с.
[21] Д. Шенберг. Сверхпроводимость. Изд-во иностр. лит., М. (1955). 300 с.
[22] А.Я. Айзенберг, Ю.М. Гуфан. ФТТ **36**, *6*, 1636 (1994).
[23] S.M. Anlage, H. Sze, H.J. Snortland, S. Tahara, B. Langley, C.B. Eom, M.R. Beasley, R. Taber. Appl. Phys. Lett. **54**, 2710 (1998).
[24] S. Mitra, J.H. Cho, W.C. Lee, D.C. Johnsnon, V.K. Kogan. Phys. Rev. **B40**, 267 (1989).
[25] D.R. Harshan, L.F. Schneemeyr, J.V. Waszcrak, G. Appli, R.G. Cava, B. Batligg, L.W. Rupp, E.J. Ansaldo, D.L. Williams. Phys. Rev. **B39**, 851 (1989).
[26] S.E. Inderhees, M.S. Salomon, N. Goldengeld, J.P. Rice, B.G. Pazol, D.M. Ginsberg. Phys. Rev. Lett. **60**, *12*, 1178 (1988).