ЭВОЛЮЦИЯ ПРОДОЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $YBA_2CU_{3-Y}AL_YO_{7-\delta}$ ПРИ ВНЕСЕНИИ МАЛЫХ ДОБАВОК АЛЮМИНИЯ

Вовк Р.В., Оболенский М.А., Завгородний А.А., Бондаренко А.В., Гулатис И.Л., Самойлов А.В.

Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина, Харьков

В работе исследована проводимость в базисной плоскости монокристаллов $YBa_2Cu_{3-y}Al_yO_{7-\delta}$ с заданной топологией плоских дефектов. Показано, что внесение примеси Al приводит к возрастанию числа эффективных центров рассеяния нормальных носителей. Избыточная проводимости исследованных образцов в широком интервале температур подчиняется экспоненциальной температурной зависимости, а вблизи T_c удовлетворительно описывается теоретической моделью Асламазова-Ларкина. При этом частичная замена Cu на Al приводит к значительному расширению температурного интервала существования псевдощелевой аномалии в ab-плоскости.

В настоящей работе было исследовано влияние примесей Al до 5% на различные режимы проводимости монокристаллов YBaCuO с высокой критической температурой T_c и системой однонаправленных ДГ при ориентации вектора транспортного тока I||ДГ, когда влияние двойников на процессы рассеяния носителей минимально. Методика получения монокристаллических образцов $HoBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и проведения резистивных измерений приведена в [1]. Как следует из полученных результатов, в обоих случаях (для кристаллов YBaCuO (К1) и $YBa_2Cu_{3-y}Al_yO_{7-\delta}$ (К2)) температурные зависимости удельного электросопротивления в ab-плоскости $\rho_{ab}(T)$ являются металлическими, однако отношение $\rho_{ab}(300K)/\rho_{ab}(0K)$ различно и составляет 40 и 12 для кристаллов К1 и К2, соответственно. Параметры исследованных образцов представлены в таблице. Согласно литературным данным, высокие значения критической температуры T_c=92.1 К соответствуют концентрации алюминия в кристалле К2 $y\leq0.05$ [2,3] и содержанию кислорода $\delta\leq0.1$ [1]. В то же время, узкая ширина перехода в сверхпроводящее состояние $\Delta T_c\leq0.5$К обеих образцов свидетельствует о равномерном распределении кислорода и Al в объеме кристаллов.

Образец	T_c, K	ρ_{ab}(300), μΩ.cm	T*, K	Δ^*_{ab}, meV	ε_0	α_{3D}	α_{2D}	$\xi_c(0)$, Å
K1	91.74	155	143	88.4	0,064	-0,499	-1,012	1,48
K2	92.05	421	199	58.1	0,157	-0,506	-0,990	2,32

Поскольку в обеих образцах вектор I был ориентирован параллельно ДГ, то увеличение электросопротивления в кристалле с добавкой Al, обладающего меньшим междвойниковым расстоянием, не могло быть обусловлено повышенной плотностью ДГ. Следовательно, наблюдаемое двукратное увеличение ρ_{ab} вероятно может быть вызвано уменьшением плотности носителей тока или появлением эффективных центров рассеяния. Учитывая слабое увеличение сигнала Холла при сопоставимых концентрациях Al [2], можно сделать вывод о том, что наблюдаемое возрастание ρ_{ab} в основном определяется увеличением числа центров рассеяния, о чем также свидетельствует изменение соотношения $\rho_{ab}(300K)/\rho_{ab}(0K)$. Роль таких центров могут играть как примеси трехвалентного Al [4] так и возрастающее число вакансий. В пользу последнего предположения свидетельствует увеличение плотности двойников в кристалле с примесью Al, что, в свою очередь, может быть обусловлено повышением степени нестехиометричности соединения за счет роста концентрации вакансий.

При понижении температуры ниже некоторого характерного значения T* происходит отклонение $\rho_{ab}(T)$ от линейной зависимости, что свидетельствует о появлении некоторой избыточной проводимости, которая, согласно современным представлениям, обусловлена переходом к псевдощелевому режиму (ПЩ) [5-7]. В настоящее время в литературных источниках интенсивно дискутируются два основных сценария возникновения псевдощелевой аномалии в ВТСП-системах. Согласно первому, возникновение ПЩ связано с флуктуациями ближнего порядка «диэлектрического» типа, имеющими место у недодопированных составов (см. например обзор [5]). Второй сценарий предполагает формирование куперовских пар уже при температурах существенно выше критической $T^* \gg T_c$ с последующим установлением их фазовой когерентности при $T<T_c$ [6,7].

Как видно из таблицы, для образца с добавкой алюминия область линейной зависимости $\rho_{ab}(T)$ существенно сужается по сравнению с беспримесным кристаллом, а температура T* смещается в область высоких температур более чем на 55К. Это, в свою очередь, свидетельствует о соответствующем расширении температурного интервала существования избыточной проводимости. Температурная зависимость избыточной проводимости обычно определяется из равенства:

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0, \qquad (1)$$

где $\sigma_0=\rho_0^{-1}=(A+BT)^{-1}$ – проводимость, определяемая экстраполяцией линейного участка в нулевое значение температуры, а $\sigma=\rho^{-1}$ – экспериментально определяемое значение проводимости в нормальном состоянии. Полученные экспериментальные зависимости $\Delta\sigma(T)$ в координатах $\ln\Delta\sigma$ - $1/T$ имеют вид прямых в достаточно широком температурном интервале, что соответствует их описанию экспоненциальной зависимостью вида:

$$\Delta\sigma \sim \exp(\Delta^*_{ab}/T), \qquad (2)$$

где Δ^*_{ab} – величина, определяющая некоторый термоактивационный процесс через энергетическую щель – «псевдощель». Экспоненциальная зависимость $\Delta\sigma(T)$ уже наблюдалась ранее на пленочных образцах YBaCuO [7]. Как было показано в [7], аппроксимация экспериментальных данных может быть существенно расширена посредством введения сомножителя $(1-T/T^*)$. В этом случае, избыточная проводимость оказывается пропорциональной плотности сверхпроводящих носителей $n_s \sim (1-T/T^*)$ и обратно пропорциональной числу пар $\sim\exp(-\Delta^*/kT)$, разрушенных тепловым движением. При этом T* рассматривается как среднеполевая температура сверхпроводящего перехода, а температурный интервал $T_c<T<T^*$, в котором существует псевдощелевое состояние, определяется жесткостью фазы параметра порядка, в свою очередь зависящего от дефицита кислорода или концентрации допирующего элемента. Величина Δ^*, полученная из (2) для наших экспериментальных образцов, приведена в таблице. Видно, что легирование алюминием приводит к значительному понижению абсолютного значения величины псевдощели $\Delta^*_{K1}/\Delta^*_{K2}\approx 1{,}52$.

Как следует из полученных результатов, по мере приближения к T_c происходит резкое возрастание величины $\Delta\sigma$. Из теории [8] известно, что вблизи T_c избыточная проводимость обусловлена процессами флуктуационного спаривания носителей, вклад которых в проводимость при $T>T_c$ для двух (2D) и трехмерного (3D) случаев определяется степенными зависимостями вида:

$$\Delta\sigma_{2D} = \frac{e^2}{16\hbar d}\varepsilon^{-1}, \qquad (3)$$

$$\Delta\sigma_{3D} = \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)}\varepsilon^{-1/2}, \qquad (4)$$

где $\varepsilon=(T-T_c)/T_c$, e – заряд электрона, $\xi_c(0)$ – длина когерентности вдоль оси c при $T\to 0$ и d – характерный размер двумерного слоя.

В нашем случае, вблизи T_c зависимости $\Delta\sigma(T)$ в координатах $\ln\Delta\sigma$ - $\ln\varepsilon$ удовлетворительно аппроксимируются прямыми с углом наклона $tg\alpha_1 \approx -0.5$, соответствующим показателю степени -1/2 в уравнении (4), что, очевидно, свидетельствует о трехмерном характере флуктуационной сверхпроводимости в этом температурном интервале. При дальнейшем повышении температуры скорость уменьшения $\Delta\sigma$ существенно возрастает ($tg\alpha_2 \approx -1$), что, в свою очередь, можно рассматривать как указание на изменение размерности флуктуационной проводимости. Как следует из (3) и (4), в точке 2D-3D кроссовера:

$$\xi_c(0)\varepsilon_0^{-1/2} = d/2 . \qquad (5)$$

В этом случае, определив значение ε_0 и используя литературные данные о зависимости межплоскостного расстояния от δ [9] ($d \approx 11.7$ Å), можно вычислить значения $\xi_c(0)$. Проведенные расчеты показали, что при внесении добавки Al, происходит изменение величины длины когерентности от $\xi_c(0)$=1,48Å у YBaCuO до $\xi_c(0)$=2.32Å у $YBa_2Cu_{3-y}Al_yO_{7-\delta}$, а также значительно смещается по температуре точка 3D-2D кроссовера.

Литература

1. *М.А.Оболенский и др.,*ФНТ, 16, 1103 (1990).
2. *P.H.Hor et al.,* Physica C, 185-189, 2311 (1991).
3. *R.B. van Dover et al.,* Phys Rev, B 39, 2932 (1989).
4. *Lacayc G. et al.,* Physica C, 192, .207 (1992).
5. *M V Sadovskii*, PHYS-USP, 44, 515 (2001).
6. *P.Pieri, G.C.Strinati, D.Moroni.,* Phys. Rev. Lett. 89, 127003 (2002).
7. *Д.Д.Прокофьев, М.П.Волков, Ю.А.Бойко*, ФТТ 45, 1168 (2003).
8. *Л.Г.Асламазов, А.И.Ларкин*, ФТТ, 10, 1104 (1968).
9. *G.D.Chryssikos et al.,* Physica C 254, 44 (1995).