

УДК 538.7

© 1993

## ГЕТЕРОФАЗНЫЙ МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПИКА ВЕЩЕСТВЕННОЙ ЧАСТИ ПРОВОДИМОСТИ ВТСП МАТЕРИАЛОВ

*А. Л. Корженевский, А. А. Лужков*

На основании предположения о гетерофазной структуре образца вблизи точки сверхпроводящего перехода предложен простой механизм появления пика вещественной части проводимости, основанный на идеях теории протекания.

За последнее время был опубликован целый ряд экспериментальных работ [1-6], в которых сообщалось об обнаружении аномального пика вещественной части проводимости ВТСП материалов  $\bar{\sigma} = \sigma_1 - i\sigma_2$  ниже точки сверхпроводящего перехода  $T_c$ . Измерения проводились как в инфракрасном [1, 5, 6], так и в СВЧ диапазонах [2-4]. В последнем случае  $\sigma_1(T)$  пересчитывалась из экспериментально определенных данных для поверхностного импеданса. Выполненные в этих работах численные расчеты  $\sigma_1(T)$  в рамках различных вариантов модели БКШ, по мнению самих авторов, плохо или совсем не согласовывались с экспериментальными кривыми. Таким образом, вопрос о природе данной температурной аномалии оставался открытым.

Считается, что эти экспериментальные результаты позволяют сделать выбор в пользу той или иной микроскопической модели, объясняющей механизм высокотемпературной сверхпроводимости. При этом полностью исключаются все немикроскопические механизмы, приводящие к возникновению пика вещественной части проводимости ВТСП материалов. В настоящей работе мы покажем, что существование пика у вещественной части проводимости ВТСП материалов может быть обусловлено гетерофазным характером сверхпроводящего перехода.

Как хорошо известно, имеющиеся в настоящее время даже монокристаллические образцы ВТСП, не говоря уже о керамиках, по своему строению далеки от идеальных. Поэтому представляется естественным предположить, что фазовый переход в сверхпроводящее состояние происходит в них неоднородным по объему образом и, следовательно, в области перехода мы имеем гетерофазную структуру из нормальных и сверхпроводящих областей. Необходимо отметить, что, хотя сам факт возникновения вышеупомянутых пиков носит универсальный характер, количественные характеристики температурных аномалий заметно отличаются для различных образцов. Поэтому очевидно, что свойства этих областей существенно зависят от технологий приготовления образцов, использованных в экспериментах разных авторов. Мы будем предполагать, что значение локальной температуры перехода  $T_c(r)$  является случайной величиной.

Таким образом, в рамках предложенной модели уже выше точки сверхпроводящего перехода по постоянному току  $T_c = T_{DC}$  в образце появляются области сверхпроводящей фазы, а при  $T = T_c$  определенная их часть сливается в одно-

связную макрообласть, приводящую к потере сопротвления всего образца. Как будет показано в дальнейшем, пик  $\sigma_1$  имеет место при  $T = T_{\max} < T_s$  и соответствует концентрации сверхпроводящей фазы выше порога протекания. При этом вполне реальна ситуация, когда в области предполагаемого пика проводимости выполняется следующее неравенство:

$$|\sigma_n(T)/\sigma_s(T)| \ll 1, \quad T \approx T_{\max}. \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_n$  — проводимость областей нормальной фазы,  $\sigma_s = \sigma'_n - i/(\omega\hat{L})$  — усредненная проводимость областей сверхпроводящей фазы;  $\hat{L} = 4\pi\hat{\lambda}^2/c^2$ , причем величина  $\hat{\lambda}$  есть глубина проникновения только для областей сверхпроводящей фазы; соответственно она меньше усредненной по всему объему образца глубины проникновения  $\lambda$ , обычно измеряемой в эксперименте. Рассматривая образец в данной области температур как типичную двухфазную среду, мы можем найти макроскопическую проводимость, используя метод эффективной среды [7]

$$8\sigma_{\text{эфф}} = \alpha\sigma_n + \beta\sigma_s + [(\alpha\sigma_n + \beta\sigma_s)^2 + 32\sigma_n\sigma_s]^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\alpha = 2 - \beta$ ,  $\beta = 6(\tau - 1/3)$ , а величина  $\tau(T)$  равна относительной объемной доле областей сверхпроводящей фазы и является некоторой неизвестной функцией температуры, причем  $\tau(T_s) = 1/3$ ,  $\tau(T \gg T_s) = 0$ ,  $\tau(T \ll T_s) = 1$ .

В случае выполнения условия (1) «с запасом» имеем из (2)

$$\sigma_{\text{эфф}}(T_{\max}) \approx \sigma_{\text{эфф}}(T_s) = \frac{1-i}{2}(\sigma_n/\omega\hat{L})^{1/2}, \quad (3)$$

при этом очевидно, что  $\sigma_1(T_{\max}) \equiv \text{Re } \sigma_{\text{эфф}}(T_{\max})$  много больше как  $\sigma_1(T \gg T_s) = \sigma_n$ , так и  $\sigma_1(T \ll T_{\max}) = \sigma'_n$ , т. е. данная аномалия действительно является максимумом для  $\sigma_1(T)$ . Анализируя (2), можно убедиться, что  $T_{\max} < T_s$ , так как  $d(\text{Re } \sigma_{\text{эфф}})/dT$  при  $T = T_s$  всегда отрицательна, причем  $(T_s - T_{\max})/T_s \approx \approx \sigma_n\omega\hat{L} \ll 1$ . Вместе с тем мнимая часть проводимости ( $\sigma_2$ ) таких аномалий не испытывает.

Если неравенство (1) является относительно слабым, например, при повышении частоты, то пик  $\sigma_1$  размывается, причем точка максимума смещается в сторону низких температур. Например, при  $\sigma_n = \sigma'_n = (1/3)/(\omega\hat{L})$  имеем  $\sigma_1(T_{\max}) \approx 1.3\sigma_n$ ,  $\tau(T_{\max}) \approx 0.42$ , в то время как  $\tau(T_s) = 1/3$ .

Возникновение пика проводимости качественным образом можно объяснить и на основе феноменологических идей фрактального скейлинга. Для сверхпроводящего фрактала, который, по-видимому, образуется в гетерофазной среде вблизи  $T_s$ , при выполнении условия (1) асимптотика  $\sigma_{\text{эфф}}$  должна иметь степенную зависимость

$$\sigma_{\text{эфф}} \approx \sigma_n(i\omega\hat{L}\sigma_n)^{u-1}, \quad (4)$$

где для перколяционных фракталов  $u = 1/2$  при  $d = 2$  и  $u \approx 0.72$  при  $d = 3$  [7], причем  $\text{Re } \sigma_{\text{эфф}}$  вблизи  $T_s$  значительно превосходит соответствующие значения вдали от этой точки.

Наиболее целесообразным при количественном сравнении полученных результатов с экспериментом является проверка соотношения (4) для  $\sigma_1(T_{\max})$  (или непосредственно соотношения (2), если условие (1) не выполнено). При этом не возникает необходимости конкретизировать пространственную структуру гетерофазной среды. Таким образом можно определить частотную зависимость

амплитуды пика  $\sigma_1$  ( $T_{\max}$ ) и затем сравнить значение полученного индекса  $u$  с тем, который определится из независимых измерений фазы комплексной проводимости при  $T = T_{\max}$ . Частотная зависимость  $\sigma_1(T, \omega)$  определялась только в работе [5]. В рамках погрешности измерений она находится в разумном согласии с [4]. Полученное нами из работы [1] значение фазы  $\delta$  при  $T = T_{\max}$  для образцов с наиболее характерными острыми пиками  $\sigma_1$  соответствует значению индекса  $u$ , близкому к трехмерному перколяционному.

В заключение отметим, что имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные [1-6] для  $\sigma_1$  находятся в качественном согласии со следствиями, вытекающими из предположения о гетерофазном происхождении обсуждаемых аномалий. В частности, пик  $\sigma_1$  исчезает, как и следовало ожидать, при  $\omega/2\pi \geq 6T$  Гц [6]. Вместе с тем для детального количественного анализа поведения  $\sigma_1$  необходимо конкретизировать модель дефектной структуры ВТСП, получаемого по определенной технологии. Например, в [8] было высказано предположение о сосуществовании в некоторых образцах сверхпроводящих фаз с температурами переходов 60 и 90 К соответственно. Хотя качественная картина аномалий  $\sigma_1$  для такого рода материалов аналогична рассмотренной выше (в частности, максимум  $\sigma_1$  может теперь находиться при  $T \approx 60$  К), результаты количественного анализа зависят от предполагаемой структуры образца. Поэтому, на наш взгляд, значительный интерес представляет постановка целенаправленных экспериментов по выявлению вклада гетерофазного механизма в формирование аномалий комплексной проводимости ВТСП материалов.

Авторы выражают благодарность О. Г. Вендику за то, что он привлек их внимание к этой проблеме, а также за полезное обсуждение полученных результатов.

#### Список литературы

- [1] Kobrin P. H., Ho W., Hall W. F., Hood P. J., Gergis I. S., Harker A. B. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. N 10. P. 6259—6263.
- [2] Holezer K., Forro L., Mihaly L., Gruner G. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. N 1. P. 152—154.
- [3] Miranda F. A., Gordon W. L., Bhasin K. B., Heinen V. O., Warner J. D. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. N 10. P. 5450—5462.
- [4] Klein N., Dähne U., Poppe U., Soltner H., Kabius B. et al. // Physica. C. 1991. V. 185—189. P. 1777—1779.
- [5] Nuss M. C., Mankiewich P. M., O'Malley M. L., Westerwick E. H. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. N 25. P. 3305—3308.
- [6] Collins R. T., Schlesinger Z., Holtzberg F., Feild C., Welp U., Crabtree G. W., Liu J. Z., Fang Y. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 10. P. 8701—8704.
- [7] Clerc J. P., Ciraud G., Laugier J. M., Luck J. M. // Adv. in Phys. 1990. V. 39. N 3. P. 191—309.
- [8] Vendik O. G., Gaidukov M. M., Kolesov S. G., Kozerev A. B., Popov A. Yu., Samoilova T. B. // Proc. IV Bilateral Soviet-German Seminar on HTSC. 1991. P. 405—424.

Электротехнический институт  
им. В. И. Ульянова (Ленина)  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
4 июня 1992 г.