УДК 537.312 62

Физика твердого тела, том 31, в. 1, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 1, 1989

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

И. М. Суслов

Зависимость максимальной достигнутой T_c от времени (рис. 1) недвусмысленно указывает на то, что в сверхпроводниках класса La_2CuO_4 [1] стал играть роль какой-то новый, ранее несущественный фактор. Мы покажем, что в рамках традиционной схемы БКШ таким новым фактором может являться пространственная неоднородность константы электрон-фононного взаимодействия λ.

Рассмотрим металл с одним плоским дефектом, описываемый гамильтонианом

$$\hat{H} = \int d\mathbf{r} \left[\hat{\psi}^+_\alpha(\mathbf{r})\, \hat{H}_0 \hat{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) - \frac{g}{2} \hat{\psi}^+_\alpha(\mathbf{r})\, \hat{\psi}^+_\beta(\mathbf{r})\, \hat{\psi}_\beta(\mathbf{r})\, \hat{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) \right], \quad \hat{H}_0 = \varepsilon_\parallel(\hat{p}_\parallel) + \varepsilon_\perp(\hat{p}_z) + V\delta(z),$$

где $\hat{p}_\parallel$, $\hat{p}_z$ — операторы продольного $p_\parallel = (p_x, p_y)$ и поперечного импульсов. Уравнения сверхпроводимости для такой модели имеют вид обычных уравнений Горькова [2], но входящая в них мацубаровская функция Грина нормального металла G_ω должна строиться по гамильтониану $\hat{H}_0$ [3]. Ввиду разделения переменных она имеет вид

$$G_\omega(r, r') = \int \frac{d^2k_\parallel}{(2\pi)^2}\, e^{ik_\parallel(r_\parallel - r'_\parallel)} G_{\omega k_\parallel}(z, z'),$$
$$G_{\omega k_\parallel}(z, z') = \sum_s \frac{\varphi_s(z)\, \varphi_s(z')}{i\omega - \varepsilon_s - \varepsilon_\parallel(k_\parallel)}, \tag{1}$$

где $\varphi_s(z)$, ε_s — собственные функции и значения оператора $\varepsilon_\perp(\hat{p}_z) + V\delta(z)$; в спектре последнего всегда имеется локальный уровень, который с учетом продольного квазиимпульса становится двумерной зоной (см. рис. в [4]). Для функции $G_{\omega k_\parallel}$ справедливо разбиение

$$G_{\omega k_\parallel}(z, z') = G^0_{\omega k_\parallel}(z - z') + G^{\rm loc}_{\omega k_\parallel}(z, z') + G^c_{\omega k_\parallel}(z, z'),$$

где $G^0_{\omega k_\parallel}$ соответствует идеальному кристаллу; $G^{\rm loc}_{\omega k_\parallel}$ представляет собой нулевой член суммы по s в (1), соответствующий локальному уровню и локализованный вблизи $z, z' = 0$ на атомном расстоянии; член $G^c_{\omega k_\parallel}$ возникает за счет изменения состояний непрерывного спектра в сумме по s — он локализован вблизи $z, z' = 0$ на расстоянии $\sim v_F/\omega \sim \xi_0$. Аналогично разбивается ядро $K(z, z')$, входящее в уравнение Горькова для сверхпроводящей щели $\Delta(z)$ (свертки $G^0 G^{\rm loc}$ и $G^c G^{\rm loc}$ малы по параметру a/ξ_0, где a — радиус локализации $\varphi_0(z)$, ξ_0 — длина когерентности)

$$\Delta(z) = \int dz' \left[K_0(z - z') + K_{\rm loc}(z, z') + K_c(z, z') \right] \Delta(z'), \tag{2}$$

$$K_{\rm loc}(z, z') = gT \sum_\omega \int \frac{d^2k_\parallel}{(2\pi)^2}\, \frac{\varphi_0^2(z)\, \varphi_0^2(z')}{\omega^2 + [\varepsilon_0 + \varepsilon_\parallel(k_\parallel)]^2}. \tag{3}$$

Из правила суммы для ядра $K(z, z')$ [3], связывающего его с локальной плотностью состояний $N(\varepsilon, z)$, получим разбиение для $\lambda(z) = gN(0, z)$

$$\lambda(z) = \lambda_0 + \lambda_{\rm loc}(z) + \lambda_c(z), \quad \lambda_{\rm loc}(z) = gN_{2D}(0)\, \varphi_0^2(z),$$

где величины $\lambda_c(z)$ и $\lambda_{\rm loc}(z)$ локализованы вблизи $z = 0$ на атомном масштабе, $N_{2D}(\varepsilon)$ — плотность состояний отщепленной двумерной зоны.

В простейшем случае $\lambda_{loc}(z) \gg \lambda_c(z)$, возникающем при наличии в двумерной зоне ван-хововской особенности $N_{2D}(\varepsilon) \sim \ln|\varepsilon|$, в (2) можно опустить ядро $K_c(z, z')$; полученное уравнение ввиду вырожденного характера ядра $K_{loc}(z, z')$ легко решается переходом в Фурье-представление и приводит к результатам для T_c (рис. 2)

$$T_c = \begin{cases} T_{c0}\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{a}{\xi_0}\,\frac{\lambda_{loc}}{\lambda_0(\lambda_0 - \lambda_{loc})}\right)^2\right], & \lambda_0 - \lambda_{loc} \gg (a/\xi_0)^{2/3}, \qquad (4) \\ 1.14\omega_D \exp(-1/\lambda_{loc}), & \lambda_{loc} - \lambda_0 \gg (a/\xi_0)^{2/3}, \qquad (5) \end{cases}$$

где

$$\lambda_{loc} = gN_{2D}(0)\,a^{-1}, \qquad a^{-1} = \int \varphi_0^4(z)\,dz$$

(T_{c0} — температура перехода в отсутствие дефекта). При изменении λ_{loc} переход между асимптотиками (4) и (5) происходит в узкой области $\sim (a/\xi_0)^{2/3}$ вблизи λ_0; в пределе $a/\xi_0 \to 0$ λ_0 становится точкой фазового перехода. Из вида решения

$$\Delta(z) = \mathrm{const}\left[a\varphi_0^2(z) + \frac{a\xi(T_c)}{\lambda_0\xi_0^2}\, e^{-|z|/\xi(T_c)}\right], \quad \xi(T) = \xi_0\sqrt{\frac{T_{c0}}{2(T - T_{c0})}}$$

выясняется, что вблизи λ_0 происходит переход от состояния, локализованного на масштабе $\xi(T)$, к состоянию, локализованному на атомном расстоянии от плоского дефекта.

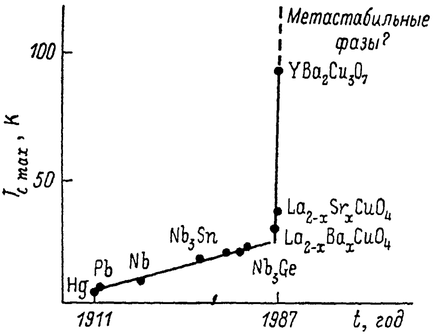

Рис. 1.

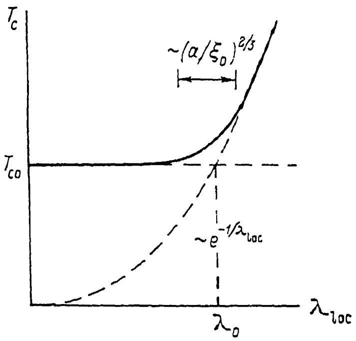

Рис. 2.

Зависимость T_c от λ_{loc} качественно не меняется в случае периодического расположения плоских дефектов на расстоянии L, $a \ll L \ll \xi(T_c)$ друг от друга (ширина переходной области вблизи $\lambda_0 - \sim\sqrt{a/L}$). Таким образом, рост амплитуды пространственной неоднородности $\delta\lambda$ в слоистой системе при $\delta\lambda \sim \lambda_0$ приводит к катастрофе: происходит переход от режима, в котором $\Delta(z) \approx \mathrm{const}$ и T_c определяется средним по пространству $\bar{\lambda}$, к режиму локализации $\Delta(z)$ вблизи дефектов, в котором T_c определяется локальным значением λ_{loc}. Заманчиво связать эту катастрофу со «сверхпроводящим взрывом» 1987 г. (рис. 1).

Наблюдаемые $T_c \sim 100$ K можно объяснить в рамках электрон-фононного механизма, предположив, что $\omega_D \approx 400$ K, $\lambda \approx 2$. Сами по себе эти параметры не являются рекордными ($\omega_D \approx 2000$ K для Be, $\lambda \approx 2.5$ в сплавах Pb—Bi), но их комбинация в обычных сверхпроводниках оказывается несовместной: при достижении значений $\lambda \sim 1$ происходит сильное смягчение фононных частот ω по сравнению с плазменными частотами ионов Ω (это ясно из грубой оценки для типичного металла $\lambda \sim 0.1\Omega^2/\omega^2$ [5]), которые, как правило, $\lesssim 500$ K. Создание пространственной неоднородности λ позволяет обойти эту трудность при небольших значениях средней плотности состояний, соответствующих $\bar{\lambda} \sim 0.1$, вклад электронов в энергию связи несуществен и смягчения фононных частот не происходит; в то же время локальные значения λ_{loc}, которыми определяется T_c, могут быть $\geqslant 1$ за счет малых a и ван-ховских особенностей $N_{2D}(\varepsilon) \sim \ln|\varepsilon|$; при локализации $\Delta(z)$ на линейных дефектах $\lambda_{loc} \sim gN_{1D}(0)a^{-2}$ и возможны особенности $N_{1D}(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-1/2}$ (в оксидах роль плоских и линейных дефектов играют плоскости и цепочки Cu—O). Сочетание высоких T_c с низкой средней плотностью состояний, определяемой по теплоемкости $C_e = \gamma T$ — характерная особенность оксидов, отчетливо проявляющаяся на диаграмме $T_c - \gamma$ [6].

Наличие ван-ховских особенностей объясняет наблюдаемые структурные аномалии, зависимость T_c от легирования [7]. С ними же связано ослабление изотоп-эффекта [8]: при наличии на уровне Ферми пика плотности состояний шириной $\leqslant \omega_D$ в формулу БКШ вместо ω_D входит ширина пика.

Литература

[1] Bednorz J. G., Müller K. A. // Z. Phys. B. 1986. V. 64. N 1. P. 189; Wu M. K., Ashburn J. R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 8. P. 908.
[2] Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М., 1962. 441 с.
[3] de Gennes P. G. // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. N 1. P. 225.
[4] Суслов И. М. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1523—1525.
[5] Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости / Под ред. Гинзбурга В. Л. и Киржница Д. А. М., 1977. С. 183.
[6] Batlog B. et al. Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 10. P. 5340.
[7] Суслов И. М. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 10. С. 402—405.
[8] Mattis D. C., Mattis M. P. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 24. P 2780.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
6 июля 1988 г.

УДК 669.863'864 : 538.652

Физика твердого тела, том 31, в. 1, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 1, 1989

НЕКОТОРЫЕ МАГНИТОУПРУГИЕ И НЕУПРУГИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛА $Tb_{0.5}Dy_{0.5}$

Г. И. Катаев, М. Р. Саттаров

Бо́льшая часть измерений упругих свойств монокристаллов магнетиков производится на ультразвуковых частотах. При этом часть информации может теряться, когда например, в полученных результатах не находят отражения определенные доменные процессы, а для всех диссипативных явлений (затухание ультразвука на высоких и внутреннее трение на сравнительно низких частотах) вообще характерна резкая частотная зависимость. Магнитоупругие и другие свойства двойных сплавов редкоземельных металлов друг с другом пока изучены слабо. В данной работе методом возбуждения изгибных автоколебаний малых ($7\times3\times0.2$ мм) консольно закрепленных образцов [1], вырезанных вдоль кристаллографических осей c, a, b гексагонального кристалла $Tb_{0.5}Dy_{0.5}$, на частотах около 2 кГц измерялись модули Юнга по направлениям этих осей $E_c = s_{33}^{-1}$ и $E_{a,b} = s_{11}^{-1}$ (s_{ii} — константы упругой податливости) и путем разрыва цепи электромеханической обратной связи и подсчета числа затухающих колебаний между порогами дискриминатора соответствующее внутреннее трение Q^{-1}. Измерения проводились в полях электромагнита с индукцией до 1.45 Тл и температурном интервале 77—300 К с точностью по изменению E 0.02 % и по изменению Q^{-1} около 0.5 %.

Монокристалл выращен в ГИРЕДМЕТ по методу Чохральского из исходных металлов чистотой 99.99 % с максимальным отклонением от