

© 1993 г. Ю.А. Кротов, И.М. Суслов

О ВОЗМОЖНОМ ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ T_c ОКСИДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Показано, что при изменении расстояния d между двумя введенными в двумерный сверхпроводник линейными дефектами, возникают периодические расхожимости в T_c вида $T_c \propto (d - d_n)^{-1}$; такие сингулярности являются наиболее сильными из известных. Исследован характер сглаживания сингулярностей при наличии различных обрезających факторов: а) конечности коэффициента прозрачности дефектов, б) затухания квазичастиц, в) конечности температуры. Обсуждается возможность значительного повышения T_c оксидных сверхпроводников за счет введения в них плоских дефектов, перпендикулярных слоям $\text{Cu}-\text{O}$.

1. Введение

В недавней работе авторов [1] показано существование осцилляций температуры перехода T_c сверхпроводника при изменении расстояния d между двумя внедренными в него плоскими дефектами; этот эффект аналогичен эффекту квантовых осцилляций T_c , наблюдавшемуся в пленках с покрытием [2 — 4] и обсуждавшемуся Каганом и Дубовским [5]. Согласно [1] когерентное взаимодействие плоских дефектов можно использовать для повышения T_c ; в настоящей работе эта возможность обсуждается применительно к высокотемпературным оксидным сверхпроводникам [6].

Считаем, что оксидный сверхпроводник описывается теорией типа БКШ¹⁾ с константой взаимодействия λ_0 и частотой обрезания ω_0 ; механизм притяжения между электронами (фононный, экситонный и пр.) не имеет значения. Введем в сверхпроводник периодически повторяющиеся пары плоских дефектов, перпендикулярных слоям $\text{Cu}-\text{O}$ (рис. 1): расстояние d между дефектами, входящими в пару, мало по сравнению с периодом L^2 , а $L \lesssim \xi_0$, где ξ_0 — длина когерентности. Связанное с плоскими дефектами изменение T_c определяется формулой [7]

$$\frac{\delta T_c}{T_{c0}} = \frac{1}{\lambda_0^3 L} v_0^2 \int dz [N_0 \delta N(z) + (\delta N(z))^2],$$

¹⁾ Ввиду неустановленности механизма высокотемпературной сверхпроводимости справедливость этого предположения нельзя считать доказанной; однако противоречащих ему экспериментальных фактов, на наш взгляд, не существует.

²⁾ На качественном уровне результаты справедливы и для случая $d \sim L$, который проще реализовать экспериментально.

$$\delta N(z) = N(z) - N_0, \quad (1)$$

которая является точным следствием уравнений Горькова [8] для случая локализованной пространственной неоднородности; ось z выбрана перпендикулярной к плоским дефектам, $N(z)$ — локальная плотность состояний на уровне Ферми (см. ниже (4)), интегрирование проводится по области, содержащей одну пару дефектов, T_{c0} , N_0 и V_0 — температура перехода, плотность состояний и константа четырехфермионного взаимодействия ис-

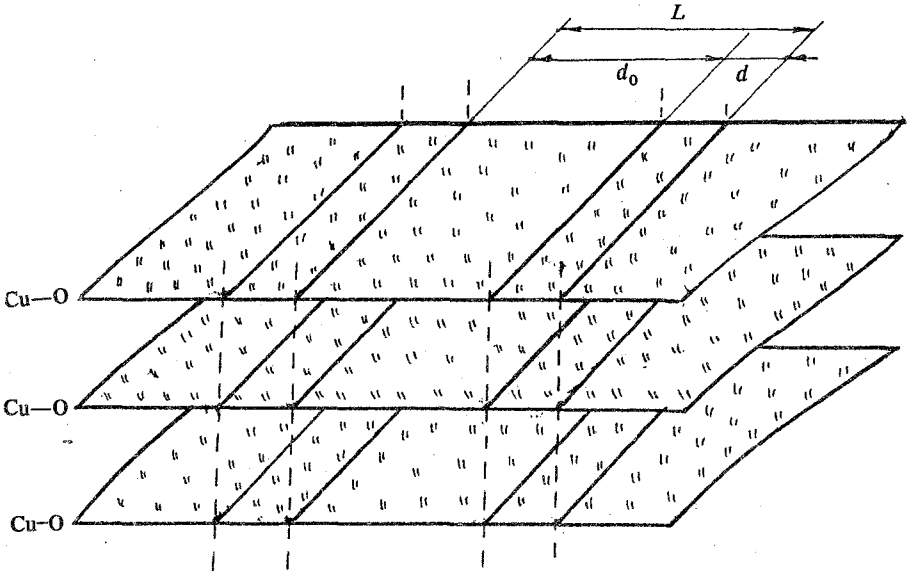


Рис. 1. Рассматриваемая система — оксидный сверхпроводник с внесенными в него парами плоских дефектов, перпендикулярных слоям Cu—O; d — расстояние между дефектами, входящими в пару, L — расстояние между парами

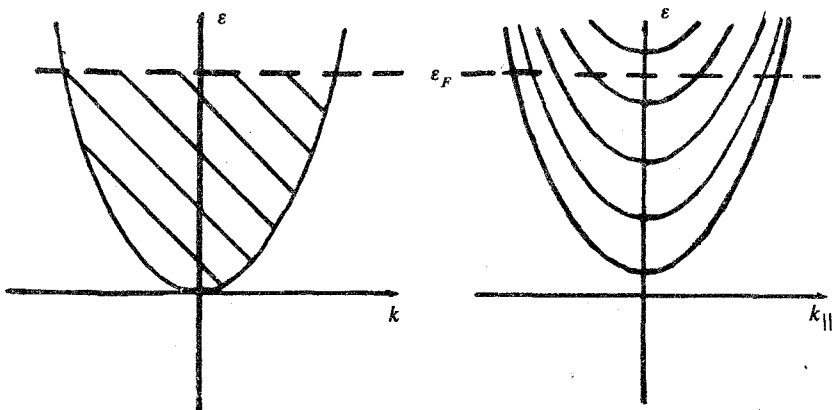


Рис. 2. При малом коэффициенте прозрачности дефектов система разбивается на слабосвязанные подсистемы двух типов: пленки толщиной d_0 с квазинепрерывным спектром (слева) и пленки толщиной d , спектр которых состоит из набора двумерных зон (справа)

ходного сверхпроводника (изменением последней вблизи плоских дефектов пренебрегаем). В пренебрежении взаимодействием слоев Cu-O можно рассматривать двумерный сверхпроводник с линейными дефектами.

В трехмерном сверхпроводнике [1] осцилляции T_c при изменении d (для $d_0 = \text{const}$) в случае малого коэффициента прозрачности дефектов имеют пилообразную форму: система разбивается плоскими дефектами на слабосвя-

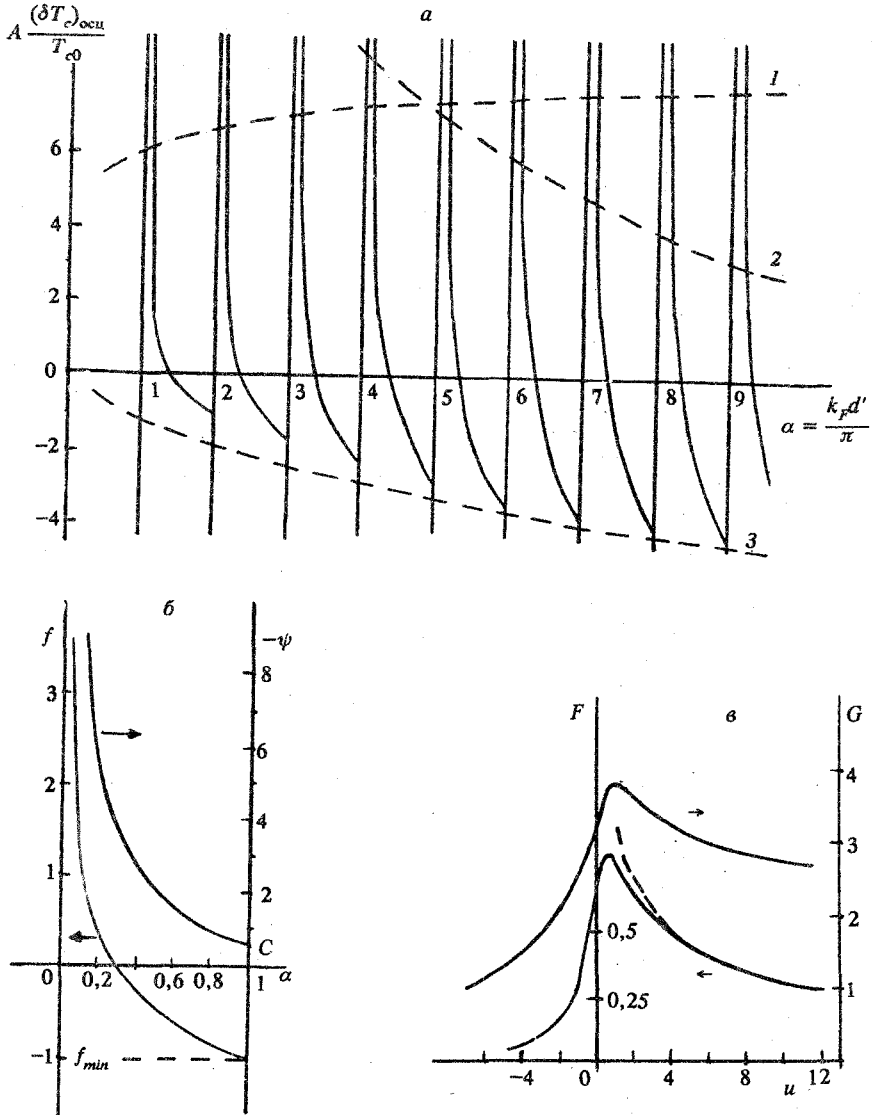


Рис. 3. *a* — Форма осцилляций T_c при изменении d (для $d_0 = \text{const}$) при отсутствии обрезания особенностей: 1 и 2 — огибающие максимумов при обрезании особенностей за счет конечности κ (1) и за счет конечности времени жизни квазичастиц или конечности температуры (2), 3 — асимптотика огибающей минимумов при $n \gg 1$. *б* — Поведение функций $\psi(\{\alpha\})$ и $f(\alpha)$, определяющих форму осцилляций при $n \gg 1$, в пределах одного периода (C — постоянная Эйлера). *в* — Функции $F(u)$ и $G(u)$, определяющие форму сглаженных особенностей (штрихи — зависимость $F = u^{-1/2}$). Использовано обозначение $A = \lambda_0 k_F L$

занные подсистемы двух типов — пленки толщиной d_0 с квазинепрерывным спектром и пленки толщиной d , спектр которых состоит из набора двумерных зон (рис. 2); при увеличении d расстояние между зонами уменьшается, и при прохождении dna очередной двумерной зоны через уровень Ферми происходит скачкообразное увеличение T_c из-за скачкообразного изменения плотности состояний. При переходе к двумерному случаю на рис. 2 вместо двумерных зон появляются одномерные, вблизи dna которых плотность состояний зависит от энергии ε как $\varepsilon^{-1/2}$; соответственно в T_c можно ожидать появления периодических расхождений типа $(d - d_n)^{-1/2}$. Периодические расхождении в T_c действительно возникают (рис. 3, a), но оказываются более сильными: $T_c \propto (d - d_n)^{-1}$. Дело в том, что в приведенных выше интуитивных соображениях T_c пространственно-неоднородной системы считается функцией лишь средней плотности состояний (ситуация, соответствующая теореме Андерсона [9]), что согласно (1) верно в случае, когда главным является первый член в подынтегральном выражении (например, при $\delta N(z) \ll N_0$); удвоение степени расхождении связано со вторым членом в (1).

2. Форма осцилляций T_c при отсутствии обрезания особенностей

Пусть слой Cu—O лежит в плоскости yz ; в результате разделения переменных одночастичные волновые функции $\Psi_n(y, z)$ и собственные значения E_n представляются в виде

$$\Psi_n(y, z) = \varphi_s(z) \exp(ik_{\parallel} y), \quad E_n = \varepsilon_s + k_{\parallel}^2 / 2m, \quad (2)$$

где k_{\parallel} — продольный квазиимпульс, s — поперечное квантовое число; двумерный спектр предполагается квадратичным ($\varepsilon(k) = k^2 / 2m$), линейные дефекты — δ -образными в поперечном направлении и находящимися при $z = \pm d/2$ (согласно (1) достаточно рассматривать одну пару дефектов), так что граничное условие для волновой функции поперечного движения $\varphi(z)$ в точке $z = d/2$ имеет вид

$$\varphi \left(\frac{d}{2} + 0 \right) = \varphi \left(\frac{d}{2} - 0 \right), \quad \varphi' \left(\frac{d}{2} + 0 \right) - \varphi' \left(\frac{d}{2} - 0 \right) = \kappa \varphi \left(\frac{d}{2} \right) \quad (3)$$

и аналогично в точке $z = -d/2$. Пользуясь определением локальной плотности состояний

$$N(\varepsilon, r) = \sum_n |\Psi_n(r)|^2 \delta(\varepsilon - E_n) = \frac{\sqrt{2m}}{2\pi} \sum_s |\varphi_s(z)|^2 \frac{\theta(\varepsilon - \varepsilon_s)}{\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_s}}, \quad (4)$$

находя $\varphi_s(z)$ и ε_s , переходя от суммирования по s к интегрированию и опуская члены $\sim a/L$ (a — межатомное расстояние), получим для $N(z) \equiv N(\varepsilon_F; y; z)$

$$N(z) = \frac{m}{\pi^2} \int_0^{k_F} \frac{dq}{(k_F^2 - q^2)^{1/2}} \times$$

$$\times \begin{cases} \frac{2q^2}{\kappa^2} \frac{1 + 2q^2/\kappa^2 + U_1(q)\cos(2qz)}{V(q)}, & |z| < \frac{d}{2} \\ [1 + \frac{U_2(q)}{V(q)} \cos(2qz') + \frac{U_3(q)}{V(q)} \sin(2qz')], & z' = |z| - \frac{d}{2} > 0 \end{cases}, \quad (5)$$

где

$$V(q) = [\sin(qd) + \frac{2q}{\kappa} \cos(qd)]^2 + 4 \left(\frac{q}{\kappa}\right)^4, \quad (6)$$

$$U_1(q) = \frac{2q}{\kappa} \sin(qd) - \cos(qd),$$

$$U_2(q) = -\sin^2(qd) - \frac{2q}{\kappa} \sin(2qd) + \frac{2q^2}{\kappa^2} [1 - 3 \cos^2(qd)] + \frac{2q^3}{\kappa^3} \sin(2qd),$$

$$U_3(q) = \frac{2q}{\kappa} \sin^2(qd) + \frac{3q^2}{\kappa^2} \sin(2qd) + \frac{4q^3}{\kappa^3} \cos^2(qd).$$

Ожидаемое повышение T_c максимально в случае сильного дефекта, т.е. при $|\kappa| \gg k_F$; ниже ограничимся случаем $\kappa \gg k_F$, так как при $-\kappa \gg k_F$ требуется выход за рамки теории среднего поля³⁾. В области $|z| < d/2$ локальная плотность состояний преобразуется при $\kappa \gg k_F$ к виду

$$N(z) = \frac{m}{\pi^2} \int_0^{k_F} \frac{dq}{(k_F^2 - q^2)^{1/2}} \frac{2q^2}{\kappa^2} \frac{1 - \cos(2qz)\cos(qd')}{\sin^2(qd') + 4q^4/\kappa^4}, \quad (7)$$

откуда ясно, что подынтегральное выражение локализовано вблизи точек

$$q_n = \pi n/d', \quad d' = d + 2/\kappa \quad (8)$$

и может быть аппроксимировано набором δ -функций; аналогичная ситуация имеет место при $|z| > d/2$. В результате,

$$N(z) = \begin{cases} \frac{m}{\pi d'} \sum_{n=1}^M \frac{1 - (-1)^n \cos(2q_n z)}{(k_F^2 - q_n^2)^{1/2}}, & |z| < \frac{d}{2} \\ N_0 [1 - J_0(2k_F z')], & z' = |z| - d/2 > 0 \end{cases}, \quad (9a)$$

$$N_0 [1 - J_0(2k_F z')], \quad z' = |z| - d/2 > 0 \quad (9b)$$

где $N_0 = m/2\pi$, $M = [k_F d'/\pi]$, $J_0(x)$ — функция Бесселя. В силу (9б) интеграл в (1) по области $|z| > d/2$ не зависит от d и может вычисляться для $d = 0$, т.е. для случая, когда два дефекта сливаются в один; интеграл по области $|z| < d/2$ дает осциллирующую часть T_c :

$$\delta T_c(d) = \delta T_c(0) + (\delta T_c(d))_{\text{осц}}. \quad (10)$$

³⁾ В рамках теории среднего поля при $-\kappa \gg k_F$ происходит локализация параметра порядка на таммовских состояниях вблизи линейных дефектов (см. [7]), которая при $d \gg a$ будет разрушаться флуктуациями; поэтому в двумерном случае, в отличие от трехмерного, наличие таммовских состояний не имеет качественного значения и результаты для $-\kappa \gg k_F$ должны быть аналогичны результатам для $\kappa \gg k_F$.

Подставляя (9а) в (1), получим ($[...] —$ целая часть числа)

$$\frac{(\delta T_c)_{\text{осц}}}{T_{c0}} = \frac{1}{\pi \lambda_0} \frac{d'}{L} (-2S_1 + \frac{4}{\pi} S_1^2 + \frac{2}{\pi} S_2), \quad (11)$$

$$S_1 = \sum_{n=1}^{[\alpha]} \frac{1}{(\alpha^2 - n^2)^{1/2}}, \quad S_2 = \sum_{n=1}^{[\alpha]} \frac{1}{\alpha^2 - n^2}, \quad \alpha = \frac{k_F d'}{\pi}.$$

При малых α суммы S_1 и S_2 состоят из нескольких членов и вычисляются непосредственно; в частности, видно, что $(\delta T_c)_{\text{осц}} = 0$ при $0 < \alpha < 1$. При $\alpha \gg 1$ величина $(\delta T_c)_{\text{осц}}$ выражается через периодические функции $\psi(\{\alpha\})$ и $f(\alpha)$ (рис. 3,б):

$$\frac{(\delta T_c)_{\text{осц}}}{T_{c0}} = \frac{1}{\pi \lambda_0 k_F L} [\ln(2\alpha) - \psi(\{\alpha\}) + 2\pi\sqrt{\alpha}f(\alpha) + 4f^2(\alpha) - \pi], \quad (12)$$

$$f(\alpha) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos(2\pi n\{\alpha\} - \pi/4)}{\sqrt{n}}, \quad \alpha = \frac{k_F d'}{\pi},$$

где $\psi(z)$ — логарифмическая производная гамма-функции [10], $\{\dots\}$ — дробная часть числа. Вблизи n -й особенности в главном по n приближении получим

$$\frac{(\delta T_c)_{\text{осц}}}{T_{c0}} \Big|_{\alpha \rightarrow n} = \frac{1}{\pi \lambda_0 k_F L} \left[2\pi f_{\min} \sqrt{n} + \pi\sqrt{2n} \frac{\theta(\alpha - n)}{\sqrt{\alpha - n}} + 3 \frac{\theta(\alpha - n)}{\alpha - n} \right], \quad (13)$$

где $f_{\min} \approx -1,03$ — минимальное значение функции $f(\alpha)$; первый член в скобках определяет огибающую минимумов осцилляций (рис. 3,а).

Величина $\delta T_c(0)$ в (10) вычисляется путем подстановки (9б) в (1); при этом интеграл от $(\delta N)^2$ логарифмически расходится при больших $|z|$. Для грязного сверхпроводника обрезание происходит на длине пробега l , конечность которой учитывается заменой

$$\delta(\varepsilon - E_n) \rightarrow \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{(\varepsilon - E_n)^2 + \gamma^2} \quad (14)$$

в формуле (4), откуда

$$\delta N(z) \rightarrow \delta N(z) \exp(-2|z|/l), \quad l = v_F/\gamma, \quad (15)$$

и вычисление интеграла в (1) дает⁴⁾

$$\frac{\delta T_c(0)}{T_{c0}} = \frac{1}{\pi \lambda_0 k_F L} [\ln(4k_F l) - \pi]. \quad (16)$$

В случае чистого сверхпроводника результат для $\delta T_c(0)$ с логарифмической точностью получается из (16) заменой l на L .

⁴⁾ Вывод формулы (1) в [7] для чистого сверхпроводника, остается справедливым в "грязном" пределе, если вместо сверхпроводящего ядра $K(z, z')$ использовать его среднее $\langle K(z, z') \rangle$ по положениям примесей; соответственно вместо $N(z)$ в (1) возникает усредненная величина $\langle N(z) \rangle$, выражающаяся через мнимую часть средней функции Грина $\langle G(z, z) \rangle$; учет затухания квазичастиц в последней проводится путем замены $\varepsilon \rightarrow \varepsilon + i\gamma$, что эквивалентно (14).

3. Обрезание особенностей

Рассмотрим основные факторы, приводящие к обрезанию особенностей.

а. Конечность κ

При конечных κ величина $N(z)$ в области $|z| < d/2$ представляется в виде

$$N(z) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n [1 - (-1)^n \cos(2q_n z)], \quad (17)$$

где

$$A_n = \frac{m}{\pi^2} \int_{-q_n}^{k_F - q_n} \frac{dq}{[k_F^2 - (q_n + q)^2]^{1/2}} \frac{2q_n^2/\kappa^2}{(qd')^2 + 4q_n^4/\kappa^4}. \quad (18)$$

Особенности связаны с M -м членом суммы (17), таким что $q_M \approx k_F$; выделяя этот член и полагая $\kappa = \infty$ при $n \neq M$, получим для T_c

$$\left. \frac{(\delta T_c)_{\text{осц}}}{T_{c0}} \right|_{\alpha \rightarrow n} = \frac{1}{\pi \lambda_0 k_F L} [2\pi f_{\min} \sqrt{n} + \frac{2\pi^3 n}{m} A_M + \frac{6\pi^4 n}{m^2} A_M^2]. \quad (19)$$

Вычисляя A_M для конечных κ , получим

$$\left. \frac{(\delta T_c)_{\text{осц}}}{T_{c0}} \right|_{\alpha \rightarrow n} = \frac{1}{\pi \lambda_0 k_F L} [2\pi f_{\min} \sqrt{n} + \pi^{3/2} \frac{\kappa}{k_F} \sqrt{n} F(u) + \frac{3\pi}{2} \frac{\kappa^2}{k_F^2} F^2(u)], \quad (20)$$

$$u = \frac{\pi}{2} \frac{\kappa^2}{k_F^2} (\alpha - n),$$

где функция $F(u)$, определяющая форму сглаженной особенности, имеет вид (рис. 3, в)

$$F(u) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{dx}{\sqrt{x}} \frac{1}{(u-x)^2 + 1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{u + (u^2 + 1)^{1/2}}{u^2 + 1} \right]^{1/2}. \quad (21)$$

Огибающая максимумов получается из (20) заменой

$$F(u) \rightarrow F_{\max} = (3/4)^{3/4} \approx 0,81.$$

б. Затухание квазичастиц

Конечность длины пробега учитывается заменой (14) в формуле (4), в результате которой $N(z)$ представляется в виде (17) с

$$A_n = \frac{1}{2\pi d'} \sqrt{\frac{2m}{\gamma}} F \left(\frac{k_F^2 - q_n^2}{2m\gamma} \right) \quad (22)$$

и функцией $F(u)$ — той же, что в (21); используя (19), получим

$$\left. \frac{(\delta T_c)_{\text{осц}}}{T_{c0}} \right|_{\alpha \rightarrow n} = \frac{1}{\pi \lambda_0 k_F L} [2\pi f_{\min} \sqrt{n} + 2\pi \sqrt{\frac{\epsilon_F}{\gamma}} F(u) + 6 \frac{\epsilon_F}{\gamma} \frac{1}{n} F^2(u)],$$

$$u = \frac{2\varepsilon_F \alpha - n}{\gamma n}. \quad (23)$$

Огибающая максимумов получается заменой $F(u) \rightarrow F_{max}$; любопытно, что ее зависимость от n оказывается отличной от (20).

в. Конечность температуры

Использование в качестве $N(z)$ величины $N(\varepsilon, z)$, определенной в (4), при $\varepsilon = \varepsilon_F$ оправдано лишь при условии медленности ее зависимости от энергии на масштабе ω_0 ; учитывая, что при выводе формулы (1) (см. [7]) $N(z)$ возникает из правила сумм для сверхпроводящего ядра $K(r, r')$

$$\int K(r, r') dr' = V(r)N(r) \ln \frac{1,14\omega_0}{T}, \quad (24)$$

нетрудно понять, что в общем случае в качестве $N(z)$ следует использовать величину

$$N_{eff}(z) = \lambda_0 T \sum_{\omega} \int d\varepsilon \frac{N(\varepsilon, z)}{\varepsilon^2 + \omega^2}, \quad (25)$$

где суммирование проводится по мацубаровским частотам $\omega_s = \pi T(2s + 1)$ таким, что $|\omega_s| < \omega_0$; учтено, что $T \approx T_{c0}$. Представляя $N_{eff}(z)$ в виде (17), получим

$$A_n = \frac{\sqrt{2m}}{2\pi d'} \lambda_0 T \sum_{\omega} \int_0^{\infty} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{1}{[\varepsilon + (q_n^2 - k_F^2)/2m]^2 + \omega^2}. \quad (26)$$

При $\{\alpha\}/\alpha \gg \omega_0/\varepsilon_F$ мы возвращаемся к (13); при обратном неравенстве в силу (19) имеем

$$\begin{aligned} \frac{(\delta T_c)_{осц}}{T_{c0}} \Big|_{\alpha \rightarrow n} &= \frac{1}{\pi \lambda_0 k_F L} [2\pi f_{min} \sqrt{n} + \frac{\pi \lambda_0}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\varepsilon_F}{T}} G(u) + \frac{3\lambda_0^2}{4} \frac{\varepsilon_F}{T} \frac{1}{n} G^2(u)], \\ u &= \frac{\varepsilon_F \alpha - n}{T n}, \quad G(u) = \int_0^{\infty} \frac{dx}{\sqrt{x}} \frac{\text{th}(x - u)}{x - u}. \end{aligned} \quad (27)$$

Обрезание особенностей происходит при $\{\alpha\}/\alpha \sim T/\varepsilon_F$; в интервале $T/\varepsilon_F \ll \{\alpha\}/\alpha \ll \omega_0/\varepsilon_F$ особенности не имеют чисто степенного характера (13) из-за логарифмических поправок. Функция $G(u)$, определяющая форму максимумов, показана на рис. 3, в; огибающая максимумов получается из (27) заменой $G(u) \rightarrow G_{max} \approx 3,8$.

4. Обсуждение результатов

Из формул (20), (23), (27) ясно, что максимальное повышение T_c достигается при условиях

$$d \sim a, \quad \kappa \geq k_F (\xi_0/a)^{1/2}, \quad l \geq \xi_0 \quad (28)$$

и имеет величину

$$\frac{\delta T_c}{T_{c0}} \sim \frac{\epsilon_F a}{T_c L}, \quad (29)$$

т.е. δT_c становится $\sim T_{c0}$ при $L \sim \xi_0$; при $\delta T_c \geq T_{c0}$ исходная формула (1) становится неприменимой, но из физических соображений следует ожидать дальнейшего роста T_c при уменьшении L ниже ξ_0 . Предельная оценка (29) может не достигаться из-за неустойчивости уровня Ферми вблизи особенности, которая может приводить к диэлектризации спектра вследствие структурных переходов, антиферромагнитному упорядочению, деформациям без изменения симметрии [11] и т.д.

В пределе $\kappa \rightarrow \infty$ двумерный сверхпроводник распадается на несвязанные одномерные полоски, сверхпроводимость которых разрушается флуктуациями; условие несущественности флуктуаций в квазиодномерных системах выражается неравенством $J_{\perp} \geq T_c$ [12], где J_{\perp} — поперечный интеграл перекрытия; полагая $J_{\perp} \sim \epsilon_F(\kappa a)^{-1}$, получим ограничение сверху на параметр κ :

$$\kappa \leq k_F(\xi_0/a) \quad (30)$$

(при $d \sim a$), которое оказывается совместным с (28).

Требуемые структуры с плоскими дефектами (рис. 1) могут быть созданы: а) путем управления процессом двойникования, которое происходит перпендикулярно слоям Cu—O ; б) путем внедрения атомных слоев инородного материала (сверхрешетки из оксидных сверхпроводников с периодом $\sim 100 \text{ \AA}$ и направлением периодичности, перпендикулярным оси c , уже существуют [13]); в) путем нанесения тонких (несколько слоев Cu—O) пленок оксидов на подложки с искусственной периодичностью.

Заметим, что эффект повышения T_c сохраняется при случайном расположении (со средним расстоянием L) дефектов; считая, что расстояние между дефектами d флуктуирует на величину δd , так что $k_F^{-1} \ll \delta d \ll d, L$, и усредняя формулы (20), (23), (27) по d с учетом (10), (16), получим

$$\frac{\delta T_c}{T_{c0}} = \frac{1}{\pi \lambda_0 k_F L} \times \left\{ 3 \ln \left[\max \left(\frac{\kappa^2}{k_F^2}, \frac{\epsilon_F}{\gamma k_F d}, \frac{\epsilon_F}{T k_F d} \right) \right] + \ln [\max(k_F L, k_F L)] + \ln(k_F d) + O(1) \right\},$$

т.е. оценка $\delta T_c/T_{c0} \sim a/L$ справедлива с логарифмически большим коэффициентом. Качественно этот результат сохраняется и при $\delta d \sim d \sim L$, т.е. при совершенно случайном расположении дефектов. Не исключено, что повышенные значения T_c , невоспроизводимым образом наблюдавшиеся на начальном этапе исследования высокотемпературных сверхпроводников, были связаны с увеличенной концентрацией плоских дефектов или их удачным расположением в пространстве.

Работа поддержана грантом фонда Сороса, присужденным Американским физическим обществом.

Список литературы

1. Кротов Ю.А., Суслов И.М.//ЖЭТФ. 1992. Т. 102. С. 670.
2. Голянов В.М., Михеева А.Н., Цетлин М.Б.//ЖЭТФ. 1975. Т. 68. С. 736. Голянов В.М., Михеева М.Н.//ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 2236.
3. Осипов К.А., Орлов А.Ф., Дмитриев В.П., Милай А.К.//ФТТ. 1977. Т. 19. С. 1226.
4. Sixl H.//Phys. Lett. A. 1975. V. 53. P. 333.
5. Каган Ю.М., Дубовский Л.Б.//ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 647.
6. Bednorz Y.G., Müller R.A.//Z. Phys. B. 1986. V. 64. P. 189. Wu M.K., Ashburn J.R., Torng C.J. et al.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 908.
7. Суслов И.М.//ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 949. СФХТ. 1991. Т. 4. С. 2093.
8. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Физматгиз, 1962. С. 415.
9. Anderson P.W.//J. Phys. Chem. Solids. 1959. V. 11. P. 26.
10. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1977. С. 743.
11. Суслов И.М.//Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 402.
12. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости/Под ред. В.Л. Гинзбурга и Д.А. Киржница. М.: Наука, 1977. Т. 46. С. 261, 315.
13. Eom C.B., Marchall A.F., Triscone J.-M. et al.//Science. 1991. V. 251. P. 780.

Физический институт им. П.Н. Лебедева
Российской академии наук

Поступила в редакцию
15.10.92

Yu.A. Krotov, I.M. Suslov

ON A POSSIBLE WAY OF T_c -ENHANCEMENT IN OXIDE SUPERCONDUCTORS

It is shown that the periodic $T_c \propto (d - d_n)^{-1}$ divergencies in T_c arise as spacing d between two linear defects introduced into a two-dimensional superconductor varies. Such singularities are most striking as compared with the familiar ones. The character of smoothing singularities is studied with the presence of various cut-off factors: (a) finiteness of the defect transmittance coefficient; (b) quasiparticle damping; (c) finiteness of temperature. The possibility of significant T_c enhancement in oxide superconductors due to introducing planar defects perpendicular Cu—O layers is discussed.