

УДК 537.312.62

©1994

## ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЕРЕХОДА ПРИ РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНИ ЗАПОЛНЕНИЯ ЗОНЫ ПРОВОДИМОСТИ В ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ВТСП

*Н.В.Шедрина, М.И.Шедрин*

В двумерной модели сверхпроводника с косинусоидальной дисперсией энергии носителей заряда рассматривается поведение температуры перехода  $T_c$  в зависимости от заполнения зоны проводимости и размерности пространства. Показано, что высокотемпературное решение для  $T_c$ , обусловленное наличием узкого логарифмического пика в плотности состояний на поверхности Ферми, оказывается очень чувствительным к нарушению условий его существования. В окрестности половинного заполнения зоны получены простые аналитические зависимости  $T_c$  от концентрации носителей и интеграла перекрытия между волновыми функциями электронов в проводящих слоях. Обсуждается вопрос о применимости полученных результатов к экспериментам с тонкими пленками ВТСП.

В двумерной модели (2D) сверхпроводника с косинусоидальной дисперсией энергии носителей заряда

$$\varepsilon(k_x, k_y) = -B \left[ \cos(k_x a) + \cos(k_y a) \right], \quad \hbar = 1$$

высокие значения температуры перехода  $T_c$  связаны с наличием Ван-Хововской аномалии в плотности состояний на поверхности Ферми для полузаполненной зоны, когда химический потенциал обращается в нуль  $\mu = 0$  [1-4]. Хорошо известно [5,6], что у оксидных ВТСП величина  $T_c$  очень чувствительна к концентрации кислорода, которая в то же время определяет и степень заполнения зоны проводимости. Поэтому представляет интерес не только вопрос о достижении максимально возможных  $T_c$  в 2D-модели [3,4], но и то, как быстро уменьшается  $T_c$  при отклонении от половинного заполнения зоны и степени самой двумерности. В экспериментальном плане это имеет отношение к исследованию порогового сопротивления (sheet-resistance threshold) тонких пленок ВТСП [7-9]. Ранее такие эксперименты проводились с обычными металлическими низкотемпературными сверхпроводниками. В связи со слоистой структурой ВТСП внимание к свойствам тонких пленок резко повысилось.

Считается, что существование критического сопротивления  $R_c$  пленки в нормальной фазе, разделяющего образцы на сверхпроводящие (при  $R < R_c$ ) и несверхпроводящие ( $R > R_c$ ), обусловлено рядом причин, к которым относятся эффекты локализации, вызываемые различными видами разупорядочения, изменение плотности состояний на

поверхности Ферми при уменьшении толщины пленок, изменение заполнения зоны. Для ВТСП, в особенности для тонких пленок толщиной  $\sim 100 \text{ \AA}$ , во всяком случае на начальном этапе уменьшения  $T_c$ , по-видимому, определяющую роль играет обеднение зоны носителей заряда из-за диффузии кислорода (причем диффузия может приводить к обеднению всего образца или же привести к такому перераспределению, при котором уменьшается число подвижных носителей). В пользу этого говорят данные о быстром старении приготовленных пленок (рост  $R$  со временем хранения), а также прямые измерения зависимости  $T_c$  от концентрации носителей. Существует критическая концентрация, при которой  $T_c$  обращается в нуль [7].

Здесь в рамках  $2D$ -модели ВТСП рассматривается вопрос об уменьшении  $T_c$  при отклонении от половинного заполнения зоны и влияния на  $T_c$  степени двумерности, т.е. зависимость от интеграла перекрытия между слоями. Это также может представлять определенный интерес в связи с изменением межплоскостного расстояния у пленок по сравнению с объемными образцами.

1. Для определения  $T_c$ , как обычно, будем исходить из выражения для пропагатора куперовской пары [10]

$$\Gamma(\omega_n, \mathbf{q}, T) = -\frac{\lambda}{1 - \lambda \Pi(\omega_n, \mathbf{q}, T)}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — константа притяжения в частотном интервале размером  $\omega_0$  в окрестности  $\mu$ ,

$$\Pi(\omega_n, \mathbf{q}, T) = T \sum_{\nu} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} G(\omega_{\nu}, \mathbf{k}) G(\omega_n - \omega_{\nu}, \mathbf{q} - \mathbf{k}). \quad (2)$$

Температура  $T_c$  определяется полюсом функции (1) при  $\omega_n = 0$  и  $\mathbf{q} = 0$ , т.е. из уравнения  $\lambda \Pi(T) - 1 = 0$ . Затравочная гриновская функция носителя заряда в нормальной фазе имеет вид

$$G(\omega_{\nu}, \mathbf{k}) = (i\omega_{\nu} + i\delta \text{sign}\omega_{\nu} - \varepsilon_{\mathbf{k}} + \mu)^{-1}. \quad (3)$$

В пренебрежении эффектами локализации имеем  $\delta \rightarrow 0$ . В  $\Pi(T)$  можно перейти от интегрирования по  $\mathbf{k}$  к интегрированию по энергии  $\xi$ , отсчитываемой от  $\mu$ ,  $\xi = \varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu$

$$\Pi(T) = T \sum_{\nu} \int \frac{N(\xi) d\xi}{|\omega_{\nu}|^2 + \xi^2}, \quad (4)$$

где  $N(\xi)$  — плотность состояний на один спин. Формула (4) справедлива для пространства любой размерности, пределы интегрирования по  $\xi$  автоматически определяются видом функции  $N(\xi)$ . Для затравочных, невзаимодействующих носителей в  $2D$ -модели [4] эта функция имеет вид

$$N(\xi) = \frac{1}{2\pi v_0} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i(\xi+\mu)t} J_0^2(Bt) dt = \frac{1}{\pi^2 v_0 B} K \left( \sqrt{1 - \left( \frac{\xi + \mu}{2B} \right)^2} \right), \quad (5)$$

где  $J_0(x)$  — функция Бесселя,  $K(x)$  — полный эллиптический интеграл первого рода,  $v_0$  — объем элементарной ячейки кристалла. Плотность состояний вне зоны шириной  $4B$  равна нулю, а на краях зоны

$$N(\xi = 0, \mu = \pm 2B) = (2\pi v_0 B)^{-1} (K(0) = \pi/2).$$

Вблизи середины зоны имеем

$$\left(\frac{\xi + \mu}{2B}\right)^2 \ll 1, \quad N(\xi) \approx \frac{1}{\pi^2 v_0 B} \ln \left| \frac{8B}{\xi + \mu} \right|.$$

Заметим, что введение  $\mu$  в  $N(\xi)$  здесь чисто условно и сделано из соображений удобства выбора начала отсчета энергии, поскольку интегрирование по энергии ведется в окрестности  $\mu$  (истинная зависимость  $N$  от  $\mu$  и, следовательно, от концентрации носителей  $n$  может появиться при учете взаимодействия между носителями). Тот факт, что плотность состояний на дне зоны проводимости конечна, является характерным для двумерной задачи. Так для  $2D$  параболической зоны ( $\varepsilon_k = k^2/2m$ ) плотность состояний вообще постоянна по всей зоне,  $N_2 = m/2\pi c$ , где  $c$  — межплоскостное расстояние. С учетом того, что вблизи дна зоны выполняется соотношение

$$\varepsilon(k_x, k_y) \approx \frac{a^2 B}{2} (k_x^2 - k_y^2) - 2B,$$

эффективная масса определяется следующим выражением:

$$m = (a^2 B)^{-1}.$$

Аналогично вблизи четырех точек зоны Бриллюэна ( $\pm\pi/a, \pm\pi/a$ ), где достигается потолок зоны проводимости, имеем

$$\varepsilon(k_x, k_y) \approx 2B - \frac{a^2 B}{2} \left[ \left(k_x \pm \frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(k_y \pm \frac{\pi}{a}\right)^2 \right].$$

После подстановки (5) в (4) и интегрирования по  $\xi$  получаем

$$\begin{aligned} \Pi(T) &= \frac{T}{v_0} \sum_{\nu} \frac{1}{|\omega_{\nu}|} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^{\infty} e^{-(|\omega_{\nu}| + i\mu)t} J_0^2(Bt) dt \right\} = \\ &= \frac{T}{\pi v_0 B} \sum_{\nu} \frac{1}{|\omega_{\nu}|} \operatorname{Re} Q_{-1/2} \left[ \frac{(|\omega_{\nu}| + i\mu)^2 + 2B^2}{2B^2} \right], \end{aligned} \quad (6)$$

где  $Q_{\alpha}(x)$  — функция Лежандра второго рода. Суммирование по частотам в (6) ограничено сверху величиной  $\omega_0$  [10, 11]. В зависимости от концентрации носителей  $n$  химический потенциал  $\mu$  может, вообще говоря, изменяться в пределах от  $-2B$  (на дне зоны) до  $+2B$ . Однако следует

подчеркнуть, что должно выполняться условие вырождения газа носителей и достаточно четкой определенности самой поверхности Ферми. Здесь мы рассмотрим ситуацию, когда  $B$  является наибольшим параметром, т.е.  $B \gg \omega_0$ ,  $B \gg \mu$ . Второе неравенство означает, что рассматривается окрестность половинного заполнения зоны. тогда в асимптотическом пределе из (6) следует, что

$$\begin{aligned} \Pi(T) &\approx \frac{T}{\pi v_0 B} \sum_{\nu} \frac{1}{|\omega_{\nu}|} \operatorname{Re} \ln \left( \frac{8B}{|\omega_{\nu}| + i\mu} \right) = \\ &= \frac{2T}{\pi v_0 B} \sum_{\omega_{\nu}=\pi T}^{\omega_0} \frac{1}{\omega_{\nu}} \ln \left( \frac{8B}{\sqrt{\omega^2 \nu + \mu^2}} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Наличие добавки к  $\omega_{\nu}$  под знаком логарифма оказывает существенное воздействие на уменьшение  $T_c$ .

Рассмотрим вначале случай  $\mu = 0$ . При  $\pi T > \omega_0$  в (7) нет ни одного слагаемого, так что решение для  $T_c$  отсутствует. При  $\pi T \lesssim \omega_0$  в (7) появляется одно слагаемое и условие появления полюса дает

$$\left( \frac{2\lambda T_c}{\pi v_0 B} \right) \frac{\ln(8B/\pi T_c)}{\pi T_c} = 1, \quad (8)$$

$$T_c = \frac{8}{\pi} B \exp \left( -\frac{\pi^2 v_0 B}{2\lambda} \right).$$

Это наибольшее возможное высокотемпературное решение, даваемое  $2D$ -моделью. Большие значения  $T_c$  определяются величиной  $B \gg \omega_0$ . Хотя  $\omega_0$  явно не входит в (8), тем не менее условие того, что на интервале  $\omega_0$  укладывается всего одно значение  $\pi T_c$ , накладывает ограничение на безразмерную константу связи рассматриваемой модели

$$\lambda_0 = (2/\pi^2 v_0 B) \lambda.$$

Максимально возможное значение  $\pi T_c$  равно  $\omega_0 = 8B \exp(-1/\lambda_0)$ . Поскольку  $(8B/\omega) = \exp(1/\lambda) \gg 1$ , то  $\lambda_0 \ll 1$ . Таким образом, два параметра, характеризующие потенциал притяжения на поверхность Ферми (ширина  $\omega_0$  и глубина  $\lambda$ ), должны быть связаны определенным соотношением, чтобы существовало высокотемпературное решение (8). Заметим далее, что чем больше на интервале  $\omega_0$  укладывается значений  $(2n+1)\pi T$ , тем большее число слагаемых содержит сумма в (7) и тем меньшее значение для  $T_c$  должно давать соответствующее решение. Нетрудно убедиться непосредственной проверкой, что таких решений не существует. Отметим, что в пределе  $\pi T_c \ll \omega_0$  возможно существование низкотемпературного асимптотического решения. В модели БКШ с квадратичным спектром энергии носителей заряда при отсутствии особенностей на поверхности Ферми, как раз имеет место только асимптотическое решение. Действительно, в этом случае в соответствующем выражении для  $\Pi_0(T)$  в сумме отсутствует множитель  $\ln(8B/\omega_{\nu})$ . Таким образом,

$$\Pi_0(T) = N_0 \ln(2\gamma\omega_0/\pi T) = 2TN_0 \sum_{\pi T}^{\omega_0} (\pi/\omega_{\nu}),$$

где  $N_0$  — конечная на поверхности Ферми плотность состояний,  $\gamma$  — постоянная Эйлера [10,11]. Поэтому для любой конечной суммы  $T$  в  $\prod_0 T$  просто сокращается, а выражение  $\ln(2\gamma\omega_0/\pi T)$  может появиться лишь в асимптотическом пределе.

2. Рассмотрим теперь влияние  $\mu$  на  $T_c$ . Из условия

$$\prod(T_0, \mu) = \prod(T_c, 0)$$

имеем из (7)

$$\ln \left( 8B / \sqrt{(\pi T_0)^2 + \mu^2} \right) = \ln(8B/\pi T_c),$$

откуда для  $T_0$ , т.е. для температуры перехода при отклонении от половинного заполнения зоны, получаем простое соотношение

$$T_0(\mu) = \sqrt{T_c^2 - \left(\frac{\mu}{\pi}\right)^2}. \quad (9)$$

Здесь критическое значение  $\mu_c$  определяется равенством  $\mu_c = \pi T_c$ . Связь между концентрацией  $n$  и  $\mu$  дается уравнением

$$n = 2 \int_{-2B}^{\mu} N(\varepsilon) d\varepsilon = n_0 + \frac{4}{\pi^2 v_0 B} \int_0^{(\mu/2B)} K \left( \sqrt{1 - K^2} \right) dk. \quad (10)$$

Первое слагаемое есть заполнение половины зоны,  $n_0 = 1/v_0$  (один носитель на ячейку). Второе слагаемое оценим при условии  $\mu/2B \ll 1$ , поскольку уже в пределах этого ограничения имеет место зависимость (9). Тогда

$$n \approx \frac{1}{v_0} \left[ 1 + \frac{4}{\pi^2} \left( \frac{\mu}{2B} \right) \ln \left| \frac{8\varepsilon B}{\mu} \right| \right]. \quad (11)$$

Условие (11) дает в неявном виде зависимость  $\mu$  от  $n$ , причем второе слагаемое есть поправка. Поэтому обращение  $T_c$  в нуль, согласно рассматриваемой модели, происходит при изменении концентрации  $n$  не более чем в два раза. Что касается соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ , то экспериментально установлено, что  $T_c$  падает с 90 К до нуля при изменении  $x$  от 7 до 6.4 [6]. Для  $\text{Dy-Ba-Ca-O}$  [7] приведены данные о падении  $T_c$  с 60 К при изменении холловской концентрации дырок приблизительно в четыре раза. Заметим, однако, что, по-видимому, не всегда можно такие данные непосредственно связывать со степенью заполнения зоны и здесь были бы желательны более прямые измерения.

3. Другой причиной резкого изменения  $T_c$  в рассматриваемой  $2D$ -модели может быть влияние интеграла перекрытия между волновыми функциями электронов в слоях  $B_1$ . Наблюдается определенная тенденция к росту  $T_c$  у различных ВТСП с увеличением параметра решетки  $c$  [12]. В рамках  $2D$ -модели это можно интерпретировать как увеличение степени двумерности. И наоборот, если межплоскостное расстояние уменьшается, то возрастает  $B_1$  и  $T_c$  должно падать. Как  $c$ , так и  $B_1$  также являются функциями от концентрации кислорода, так что в

принципе это еще один канал влияния  $n$  на  $T_c$ . Однако здесь не вполне ясен механизм зависимости  $B_1$  и  $n$ . Остается вопрос: является ли он следствием структурного изменения в кристаллической решетке, приводящего к уменьшению  $s$  и соответственно к быстрому росту  $B_1$ , или же перекрытие волновых функций возрастает за счет иных причин (например, в результате поворота орбиталей или через промежуточный резонансный уровень)? Поэтому ограничимся здесь рассмотрением зависимости  $T_c$  от величины  $B_1$ , считая последнюю экспериментальным параметром.

При учете  $B_1$  в (5) под знаком интеграла появляется дополнительный множитель  $J_0(B_1 t)$ , который теперь улучшает сходимость при  $t \rightarrow \infty$ , что приводит к размытию особенности  $N(\xi)$ . Для  $B_1 \ll B$  поверхность Ферми оценивалась в [4]

$$N_1(\xi) \approx (\pi^2 v_0 B)^{-1} \times \ln \left[ 16B/|\xi| + \sqrt{\xi^2 + B_1^2} \right].$$

В этом случае из (4) следует

$$\prod_1(T) = \frac{2T}{\pi^2 v_0 B} \sum_{\nu > 0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln \left( \frac{16B}{|\xi| + \sqrt{\xi^2 + B_1^2}} \right)}{\xi^2 + \omega_\nu^2} d\xi. \quad (12)$$

Связь между новой температурой перехода  $T_1$  и  $T_c$  дается равенством  $\prod(T_c) = \prod_1(T_1)$ , т.е. уравнением

$$T_c \int_0^{\infty} \frac{\ln(8B/\xi)}{\xi^2 + (\pi T_c)^2} d\xi = T_1 \int_0^{\infty} \frac{\ln(16B/\xi + \sqrt{\xi^2 + B_1^2})}{\xi^2 + (\pi T_1)^2} d\xi. \quad (13)$$

Интеграл в левой части (13) равен  $(1/2) \ln(8B/\pi T_c)$ . Точный расчет правой части более затруднителен, поэтому сделаем некоторые оценки. Во-первых, существует ли такое  $B_1$ , для которого  $T_1$  может обратиться в нуль? Для этого рассмотрим асимптотику  $T_1 \rightarrow 0$ . Учитывая, что при этом

$$T_1 / (\xi^2 + \pi^2 T_1^2) \rightarrow \delta(\xi),$$

из (13) получаем

$$\ln(8B/\pi T_c) = \ln(16B/B_1).$$

т.е.  $B_1 = 2\pi T_c$ . Поэтому ясно, что при  $T_1 \rightarrow 0$  основной вклад в интеграл вносят малые значения  $\xi \sim \pi T_1$ , так что вблизи точки обращения  $T_1$  в нуль имеем

$$\ln(8B/\pi T_c) = \ln \left[ 16B / \left( \pi T_1 + \sqrt{(\pi T_1)^2 + B_1^2} \right) \right],$$

откуда в этой области получается простая зависимость

$$T_1(B_1) = T_c - \frac{B_1^2}{4\pi^2 T_c}. \quad (14)$$

Таким образом, уже эти два результата (9) и (14) указывают на то, что высокотемпературное решение (8), обусловленное очень узким пиком в плотности состояний поверхности Ферми ПС при  $\mu = 0$ , является чрезвычайно чувствительным ко всяким отклонениям от условий его существования и величина  $T_c$  быстро убывает.

Выше основное внимание уделялось высокотемпературному решению (8). Тем не менее, как уже отмечалось, возможно существование и традиционного асимптотического низкотемпературного решения, даваемого условием  $\lambda \prod_0(T_n) = 1$ , которое сводится к равенству

$$\lambda N_0 \ln(2\gamma\omega_0/\pi T_n) = 1.$$

Для его реализации необходимо отсутствие сингулярности у  $N(\xi)$ , а также требование слабого изменения плотности состояний в пределах расстояния  $\sim \omega_0$ . Поскольку при отклонении от половинного заполнения зоны  $N(\xi, \mu)$  уже не сингулярна, то на такой поверхности Ферми

$$N(0, \mu) \approx (\pi^2 v_0 B)^{-1} \ln(8B/\mu).$$

Тогда условие

$$\frac{N(0, \mu) - N(\omega_0, \mu)}{N(0, \mu)} \ll 1$$

требует, чтобы

$$\ln\left(\frac{8B}{\omega_0 + \mu}\right) \gg 1,$$

низкотемпературное решение имеет вид

$$T_n = \left(\frac{2\gamma}{\pi}\right) \omega_0 \exp\left[-\frac{\pi^2 v_0 B}{\lambda \ln\left(\frac{8B}{\mu}\right)}\right]. \quad (15)$$

Это обычное решение теории БКШ, где вместо функции плотности состояний на поверхности Ферми для квадратичной дисперсии  $N_0 = mk_F/2\pi^2$  входит  $N(0, \mu)$ . Решение (15) дает меньшую величину температуры перехода в основном из-за появления множителя  $\omega_0$  в предэкспоненте вместо  $B$ .

До тех пор пока  $T_n < T_c$ , должно реализоваться высокотемпературное решение (8). Однако при уменьшении  $T_c$  из-за  $\mu$  или  $B_1$ , когда  $T_c < T_n$ , остается низкотемпературное решение (15). Оно менее подвержено влиянию  $\mu$  и  $B_1$ , и, по-видимому, исчезновение  $T_c$  у низкотемпературных сверхпроводников следует относить в основном за счет разупорядоченности и эффектов локализации [7].

В заключение сделаем несколько замечаний, касающихся полученных результатов. Высокотемпературное решение для  $T_c$  обусловлено только сингулярностью в плотности состояний, при этом совершенно несущественно, что эта сингулярность моделируется функцией  $\varepsilon(k_x, k_y)$  с косинусоидальной дисперсией. Известно, что многие характерные особенности поведения электронных и решеточных свойств существенно зависят от особенностей в плотности состояний вблизи

уровня Ферми [13,14]. При этом совершенно не обязательно, чтобы вся поверхность Ферми носила двумерный характер, достаточно, чтобы этим свойством обладали окрестности некоторых выделенных точек. Заметим, что в модели с  $\varepsilon(k_x, k_y)$  поверхность Ферми для  $\mu = 0$  имеет вид «короба», сечением которого плоскостью  $k_z = 0$  является ромб, и особые точки находятся в вершинах ( $\pm\pi/a, \pm\pi/a$ ). На остальных частях поверхности Ферми особенностей нет, и они не вносят заметного вклада в высокотемпературное решение. Численные расчеты подтверждают в основном представление о поверхности Ферми у ВТСП в виде слегка гофрированного и закругленного «короба» с особыми точками касания границ зоны Бриллюэна [15]. Интересно также отметить, что у ряда органических сверхпроводников имеет место  $2D$  поверхность Ферми в виде цилиндра [16], что, видимо, отвечает квадратичной дисперсии энергии носителей заряда, для которой нет особых точек, и эти сверхпроводники являются низкотемпературными.

В рассмотренной модели основными параметрами, от которых зависит  $T_c$ , являются  $\lambda$ ,  $B$  и  $\omega_0$ , причем в рамках представлений о фоновом механизме спаривания  $\omega_0$  имеет смысл характерной фононной частоты. Подчеркнем еще раз, что в высокотемпературном решении (8) они не являются независимыми. Чтобы на отрезке  $\omega_0$  уложилось одно значение  $\pi T_c$  и не могло уложиться  $3\pi T_c$ , должно выполняться условие  $\pi T_c \leq \omega_0 < 3\pi T_c$ . Это означает, что  $\omega_0 \sim T_c$  с коэффициентом пропорциональности в интервале от  $\pi$  до  $3\pi$  (напомним, что стандартная формула БКШ требует выполнения условия  $T_c \ll \omega_0$ ). В этой связи очень интересными представляются результаты работ [17,18], где действительно обнаружена пропорциональность между характерными частотами оптических колебаний, активных в спектрах комбинационного рассеяния, и  $T_c$  (причем коэффициент пропорциональности близок к  $2\pi$ ). Обычно основным возражением против участия электрон-фононного взаимодействия в механизме ВТСП выдвигается слабость изотопического эффекта. Этому вопросу до настоящего времени уделяется большое внимание, существует достаточное число аргументов, объясняющих это явление [19]. Отметим также, что численные оценки для  $T_c$ , сделанные в рамках анизотропной модели [4], получены с использованием затравочных  $\lambda$ , имеющих типичные значения именно для фонового механизма. Они дают вполне удовлетворительные величины для высоких температур перехода ВТСП.

### Список литературы

- [1] Jorgensen J., Schüttler H.B., Hink D.E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 10. P. 1024-1027.
- [2] Mattis D.C. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 1. P. 745-747.
- [3] Суслов И.М. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 10. С. 2971-2974.
- [4] Генкин Г.М., Шедрина Н.В., Шедрин М.И. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 12. С. 3531-3536.
- [5] Изюмов Ю.А., Плакида Н.М., Скрыбин Ю.Н. // УФН. 1989. Т. 159. № 4. С. 621-663.
- [6] Москаленко В.А., Палистрант М.Е., Вакалюк В.М. // УФН. 1991. Т. 161. № 8. С. 155-178.
- [7] Wang T., Beauchamp K.M., Berkley D.D. et al. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 10. P. 8623-8626.
- [8] Tanda S., Nonna M., Nakayama T. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 10. P. 8725-8728.
- [9] Белевцев Б.И. // УФН. 1990. Т. 160. № 1. С. 65-98.



- [10] Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: ГИФМЛ, 1962. 443 с.
- [11] Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987. 502 с.
- [12] Демьянец Л.И. // УФН. 1991. Т. 161. № 1. С. 71-142.
- [13] Кацнельсон М.И., Песчанский Г.В., Трефилов А.В. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 2. С. 470-479.
- [14] Вакс В.Г., Трефилов А.В. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 8. С. 2363-2366.
- [15] Антонов В.Н., Антонов Вл.Н., Барьяхтар В.Г. и др. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 2. С. 732-741.
- [16] Карцовник М.В., Кононович П.А., Лаухин В.Н. и др. // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. № 2 (8). С. 708-711.
- [17] Лимонов М.Ф., Панфилов А.Г. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 7. С. 1342-1346.
- [18] Лимонов М.Ф., Марков Ю.Ф., Панфилов А.Г., Разбирин Б.С. // СФХТ. 1991. Т. 4. № 2. С. 233-244.
- [19] Sammer C.L., Carbotte J.P. // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. N 5. P. 3375-3379.

Институт инженеров водного  
транспорта  
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию  
5 июля 1993 г.  
В окончательной редакции  
26 ноября 1993 г.