

как стартовые и используя условия излома силовых линий \mathbf{H}_m на поверхности пленки [1, 2], можно построить силовые линии в объеме пленки. Можно предложить разные способы показа разрывов линий поля \mathbf{H}_m внутри пленки так, чтобы выполнялась теорема о плотности потока. Поскольку наличие разрывов вносит некую условность (качественность) в изображении этих линий, то предлагается следующий способ построения. В области у поверхности пленки, где величина поля близка к максимальному значению $4\pi M_S$, используя точки (x_i^S, y_k^S) , рисуем силовые линии до области, где модуль поля \mathbf{H}_m равен πM_S (см. рис. 4). Далее продолжаем каждую вторую силовую линию вдоль оси x и каждую вторую линию вдоль оси y до области, где поле равно $\frac{\pi}{4} M_S$. Таким образом, на границе этой области поток вектора \mathbf{H}_m уменьшается в четыре раза. В области, где поле \mathbf{H}_m меняется от $\frac{\pi}{4} M_S$ до нуля, силовые линии не рисуются. При этом остается вне поля зрения область внутри доменной стенки. Этот участок можно соответствующим образом разбить на площади равного потока вдоль линии [0В] (см. рис. 5), используя формулу (2) с заменой \mathbf{V}_m на \mathbf{H}_m , и провести силовые линии с указанными выше условиями разрывов.

Литература

1. Антонов Л.И., Миронова Г.А., Лукашева Е.В. // Физ. образ. в вузах. 1997. **4**. С. 50.
2. Антонов Л.И., Миронова Г.А., Лукашева Е.В., Чистякова Н.И. // Препринт физич. ф-та МГУ. № 11/1998.
3. Антонов Л.И., Осипов С.Г., Хапаев М.М. // ФММ. 1983. **55**, № 5. С. 917.

4. Антонов Л.И., Терновский В.В., Хапаев М.М. // Тезисы докл. и сообщ. Всесоюзной школы-семинара «Доменные и магнитооптические запоминающие устройства». Кобулеты, 1987. С. 169.
5. Антонов Л.И., Терновский В.В., Хапаев М.М. // ФММ. 1989. **67**, № 1. С. 52.
6. Антонов Л.И., Лукашева Е.В., Миронова Г.А., Скачков Д.Г. // ФММ. 2000. **90**, № 3. С. 5.
7. Антонов Л.И., Больных И.К., Дурасова Ю.А. и др. // Препринт физич. ф-та МГУ. № 1/2000.
8. Антонов Л.И., Миронова Г.А., Лукашева Е.В. и др. // Препринт физич. ф-та МГУ. № 2/1999.
9. Антонов Л.И., Лукашева Е.В., Миронова Г.А., Приходько М.Н. // ФММ. 1999. **88**, № 4. С. 21.
10. Landau L., Lifshitz E. // Phys. Z. Sowjet. 1935. **8**, No. 2. P. 153.
11. Kittel Ch. // Phys. Rev. 1946. **70**. P. 965.
12. Kittel Ch. // Rev. Mod. Phys. 1949. **21**. P. 541.
13. Антонов Л.И., Миронова Г.А., Лукашева Е.В., Селиверстов А.В. // Препринт физич. ф-та МГУ. № 6/1999.
14. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М., 1976.
15. Kalotas T.M., Lee A.R., Liesegang J. // Am. J. Phys. 1996. **64**, No. 4. P. 373.
16. Wolf A., Van Hook S.J., Weeks E.R. // Am. J. Phys. 1996. **64**, No. 6. P. 714.
17. Антонов Л.И., Мухина Е.А., Лукашева Е.В. // ФММ. 1994. **78**, № 4. С. 5.
18. Griffiths D.J. Introduction to Electrodynamics. Prentice Hall, 1999.

Поступила в редакцию
06.03.02
После переработки
23.09.02

УДК 538.945

ПОДАВЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В СПЛАВАХ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

А. И. Буздин, А. В. Ведяев, Д. Ю. Гусакова, О. А. Котельникова

(кафедра магнетизма)

E-mail: dasha@magn.ru

Теоретически исследуется влияние $s-d$ гибридизации электронов на критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние в переходных металлах. Расчет выполнен в модели БКШ с использованием аппарата температурных функций Грина. Показано, что при наличии $s-d$ гибридизации электронов проводимости критическая температура сильно понижается.

Одним из интересных вопросов в теории сверхпроводимости является вопрос о свойствах сверхпроводников с примесью атомов других элементов. Наличие примесей может заметно изменять свойства сверхпроводящих металлов, так как при этом меняются электросопротивление в нормальном состоянии, теплоемкость, средняя длина пробега электрона, дебаевская температура, плотность состояний

на поверхности Ферми. В сверхпроводящем состоянии взаимодействие между электронами посредством фононов приводит к установлению определенной пространственной корреляции между электронами — образованию куперовских пар. В частности, зависимость тех или иных гриновских функций в координатном представлении от своих пространственных аргументов на расстоянии порядка ξ_0 (ξ_0 —

эффективный размер пары, $\xi_0 \sim 10^3 - 10^4$ Å) существенно меняется с переходом металла из нормального в сверхпроводящее состояние и появляются так называемые аномальные функции Грина. Сильное перекрытие волновых функций куперовских пар в отсутствие примесей обуславливает незатухающий сверхпроводящий ток (коллективное движение куперовских пар), так как сильная корреляция не позволяет затормозить только одну пару. Наличие атомов посторонних элементов или других дефектов решетки приведет к тому, что электроны будут рассеиваться на примесях, и процесс образования куперовских пар будет чувствителен к этому из-за случайного характера этого рассеяния, т.е. будет уменьшаться пространственная корреляция между электронами. Во многих случаях наличие примесей в металле приводит к нарушению сверхпроводящих свойств, т.е. к уменьшению критической температуры T_c перехода в сверхпроводящее состояние. С увеличением концентрации примесей радиус корреляции электронов в сверхпроводнике уменьшается. При достаточно большой концентрации примесей роль параметра корреляции переходит от величины ξ_0 к длине свободного пробега электронов. При таких концентрациях нужно ожидать появления новых характерных свойств у сверхпроводников.

В литературе по сверхпроводимости существует целое направление, связанное с изучением влияния магнитных и немагнитных примесей на свойства сверхпроводников [1]. Как известно, наличие магнитных примесей в сверхпроводнике приводит к разрушению куперовских пар и подавлению сверхпроводимости из-за электронного подмагничивания или за счет обменного взаимодействия магнитного момента валентных электронов с магнитным моментом примеси. Эффекты влияния на переход в сверхпроводящее состояние обменного рассеяния и электронного подмагничивания описываются двумя фундаментальными уравнениями: Абрикосова–Горькова [2]

$$\ln \frac{T_c}{T_c^0} = \psi \left(\frac{1}{2} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\gamma_s}{2\pi T_c} \right), \quad (1)$$

и Балтенспергера–Сарма [3]

$$\ln \frac{T_c}{T_c^0} = \psi \left(\frac{1}{2} \right) - \operatorname{Re} \psi \left(\frac{1}{2} + i \frac{J}{2\pi T_c} \right). \quad (2)$$

Здесь T_c и T_c^0 — соответственно температуры перехода в сверхпроводящее состояние металла при наличии s - d обменного взаимодействия и при его отсутствии, $\psi(x)$ — дигамма функция, γ_s — величина затухания электронной волновой функции за счет рассеяния на локализованных спинах, J — интеграл s - d обменного взаимодействия. Уравнение (1) справедливо для случая парамагнитной фазы металла, уравнение (2) описывает эффект подавления сверхпроводимости за счет обменного расщепления энергии электронов (случай ферромагнитной фазы

металла). Критическая температура T_c уменьшается до нуля при $\gamma_s \sim T_c^0$, либо при $J \sim T_c^0$.

Результаты экспериментов указывают на то, что сверхпроводимость непереходных металлов может подавляться при добавлении к ним примесей $3d$ -переходных металлов [4]. Теоретически в рамках модели Андерсона для сплава с немагнитными примесями переходных элементов было показано [5], что выражение для температуры сверхпроводящего перехода имеет вид, аналогичный получаемому в теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ):

$$T_c = 1.14\omega_D \exp \left(-\frac{1}{f\lambda} \right),$$

где $f\lambda$ играет роль параметра спаривательного взаимодействия, ω_D — дебаевская частота, λ — обычный параметр теории БКШ. Величина f с ростом концентрации уменьшается начиная от единицы (обычная теория БКШ), что приводит к экспоненциальному уменьшению T_c из-за постепенного ослабления величины взаимодействия, приводящего к спариванию. Принципиальное отличие этого результата от результата для случая сплава с магнитными примесями, полученного в теории Абрикосова–Горькова, в том, что изменение T_c происходит не из-за разрушения куперовских пар, а из-за постепенного ослабления величины спаривательного взаимодействия.

В модели, описываемой теорией БКШ, процесс взаимодействия электронов с образованием куперовских пар происходит только в узкой области энергий вблизи поверхности Ферми. Как известно, переходные металлы отличаются большой плотностью состояний на уровне Ферми $N(0)$. С одной стороны, рост плотности состояний на уровне Ферми способствует сверхпроводимости, с другой, как будет показано ниже, повышение вероятности рассеяния s -электронов проводимости в d -зону отрицательно влияет на сверхпроводящие свойства. Столкновения, при которых происходит рассеяние s -электронов в d -зону, приводят к увеличению электросопротивления металла, причем этот механизм рассеяния добавляется к обычному s - s рассеянию в тех случаях, когда d -зона заполнена не целиком. Электроны проводимости s -зоны, образующие на поверхности Ферми куперовские пары, отвечающие за сверхпроводимость, рассеявшись в d -зону, становятся d -электронами, которые уже не образуют куперовских пар. Таким образом, чем больше влияние s - d рассеяния на поведение s -электронов проводимости, тем больше вероятность перехода их в непроводящую d -зону. Соответственно количество куперовских пар, отвечающих за сверхпроводимость, и, следовательно, критическая температура перехода металла в сверхпроводящее состояние T_c уменьшается. Расчету влияния примесей на T_c в сплавах переходных металлов и посвящена данная работа.

Рассмотрим сверхпроводящий переходный металл с примесями в рамках двухзонной модели. При

этом считаем s -электроны коллективизированными и образующими куперовские пары, а d -электроны — локализованными на ионах и несверхпроводящими. В терминах вторичного квантования гамильтониан модели имеет вид

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \hat{H}_e + \hat{H}_{\text{int}} + \hat{H}_{sd}, \\ \hat{H}_e &= \sum_{\sigma} \int d^3\mathbf{r} \left[\psi_{\sigma}^{s+}(\mathbf{r}) \xi_s \psi_{\sigma}^s(\mathbf{r}) + \psi_{\sigma}^{d+}(\mathbf{r}) \xi_d \psi_{\sigma}^d(\mathbf{r}) \right], \\ \hat{H}_{\text{int}} &= \int d^3\mathbf{r} \left[\Delta(\mathbf{r}) \psi_{\uparrow}^{s+}(\mathbf{r}) \psi_{\downarrow}^{s+}(\mathbf{r}) + \text{э.с.} \right], \\ \hat{H}_{sd} &= \sum_{\sigma} \int d^3\mathbf{r} \hat{\gamma}_{sd}(\mathbf{r}) \left[\psi_{\sigma}^{s+}(\mathbf{r}) \psi_{\sigma}^d(\mathbf{r}) + \psi_{\sigma}^{d+}(\mathbf{r}) \psi_{\sigma}^s(\mathbf{r}) \right],\end{aligned}\quad (3)$$

где \hat{H}_e — гамильтониан, описывающий кинетические энергии s - и d -электронов; гамильтониан \hat{H}_{int} отвечает куперовскому спариванию s -электронов, \hat{H}_{sd} — гамильтониан s - d гибридизации электронов; $\psi_{\sigma}^{s(d)+}$, $\psi_{\sigma}^{s(d)}$ — соответственно операторы рождения и уничтожения s (d)-электронов с проекцией спина σ на ось OZ ($\sigma = \uparrow, \downarrow$); ξ_s и ξ_d — дисперсионные соотношения для s - и d -электронов соответственно, «э.с.» — эрмитово сопряженное выражение, $\hat{\gamma}_{sd}(\mathbf{r})$ — случайный параметр s - d гибридизации электронов, параметр порядка $\Delta(\mathbf{r})$ удовлетворяет самосогласованному уравнению

$$\Delta(\mathbf{r}) = g \langle \psi_{\downarrow}^s(\mathbf{r}) \psi_{\uparrow}^s(\mathbf{r}) \rangle,$$

g — постоянная куперовского спаривания.

Рассмотрим следующие нормальные $G_{\sigma\sigma'}^{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t')$ и аномальные $F_{\sigma\sigma'}^{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t')$ ($\sigma, \sigma' = \uparrow, \downarrow$; $\alpha, \beta = s, d$) гриновские функции, например

$$\begin{aligned}G_{\uparrow\uparrow}^{ss}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') &= -\langle \hat{T}_{\tau} \psi_{\uparrow}^s(\mathbf{r}, t) \psi_{\uparrow}^{s+}(\mathbf{r}', t') \rangle, \\ \tilde{G}_{\downarrow\downarrow}^{ss}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') &= -\langle \hat{T}_{\tau} \psi_{\downarrow}^{s+}(\mathbf{r}, t) \psi_{\downarrow}^s(\mathbf{r}', t') \rangle, \\ F_{\downarrow\uparrow}^{ss}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') &= \langle \hat{T}_{\tau} \psi_{\downarrow}^{s+}(\mathbf{r}, t) \psi_{\uparrow}^{s+}(\mathbf{r}', t') \rangle, \\ \tilde{F}_{\uparrow\downarrow}^{ss}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t, t') &= \langle \hat{T}_{\tau} \psi_{\uparrow}^s(\mathbf{r}, t) \psi_{\downarrow}^s(\mathbf{r}', t') \rangle.\end{aligned}$$

Здесь \hat{T}_{τ} — хронологический оператор, располагающий полевые операторы рождения $\psi^{s+}(\mathbf{r}', t')$ и уничтожения $\psi^s(\mathbf{r}, t)$ s -электронов в соответствии с принципом причинности в порядке убывания времен t и t' , а угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по волновым функциям основного состояния системы с минимальной энергией. В соответствии с этим определением $G_{\uparrow\uparrow}^{ss}$ отвечает нормальной s -электронной функции Грина со спином (\uparrow), $\tilde{G}_{\downarrow\downarrow}^{ss}$ — дырочной функции Грина со спином (\downarrow), а $F_{\downarrow\uparrow}^{ss}$ и $\tilde{F}_{\uparrow\downarrow}^{ss}$ — парная аномальная корреляционная функция двух электронов с противоположными направлениями спинов и ей сопряженная. Аналогично определяются функции $G^{\alpha\beta}$, $\tilde{G}^{\alpha\beta}$, $F^{\alpha\beta}$, $\tilde{F}^{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = s, d$). Вышеперечис-

ленные функции можно представить в виде матриц размерности (2×2) , например

$$\hat{G}^{ss} = \begin{pmatrix} G_{\uparrow\uparrow}^{ss} & 0 \\ 0 & G_{\downarrow\downarrow}^{ss} \end{pmatrix}, \quad \hat{F}^{ss} = \begin{pmatrix} 0 & F_{\uparrow\downarrow}^{ss} \\ F_{\downarrow\uparrow}^{ss} & 0 \end{pmatrix}.$$

Далее эти функции можно объединить в матрицы \hat{G} и \hat{F} размерности (4×4)

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} \hat{G}^{ss} & \hat{G}^{sd} \\ \hat{G}^{ds} & \hat{G}^{dd} \end{pmatrix}, \quad \hat{F} = \begin{pmatrix} \hat{F}^{ss} & \hat{F}^{sd} \\ \hat{F}^{ds} & \hat{F}^{dd} \end{pmatrix}.$$

И наконец, расширяя это матричное пространство электронно-дырочным пространством Намбу, получаем полную матричную гриновскую функцию \hat{G} размерности (8×8)

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} \hat{G} & -\hat{F} \\ -\hat{F} & \hat{G} \end{pmatrix},$$

которая удовлетворяет матричному уравнению

$$(i\omega \hat{I} - \hat{H}) \hat{G}(\mathbf{r}; \mathbf{r}') = \hat{I} \delta(\mathbf{r}; \mathbf{r}'),$$

где \hat{H} — полный гамильтониан системы (3), включающий s - d гибридизацию электронов, $i\omega$ — энергетический параметр, \hat{I} — единичная матрица, δ — дельта-функция Дирака.

Основной трудностью в расчете критической температуры T_c переходных металлов является учет гибридизации s - и d -электронов. Одним из возможных способов решения математически непростой задачи является использования того или иного варианта теории возмущений. Таким образом, следует выбрать некий малый параметр, величина которого может считаться малой по сравнению с характерной кинетической энергией электронов. В нашем случае таким малым параметром по сравнению с кинетической энергией можно считать константу s - d гибридизации электронов. Разлагая \hat{G} в ряд по степеням оператора \hat{H}_{sd} (т.е. по константе s - d гибридизации), получим следующее выражение для полной функции Грина

$$\begin{aligned}\hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \hat{G}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \hat{G}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') \hat{\gamma}_{sd}(\mathbf{r}'') \hat{G}(\mathbf{r}'', \mathbf{r}') + \\ &+ \hat{G}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') \hat{\gamma}_{sd}(\mathbf{r}'') \hat{G}^0(\mathbf{r}'', \mathbf{r}''') \hat{\gamma}_{sd}(\mathbf{r}''') \hat{G}(\mathbf{r}''', \mathbf{r}') + O(\hat{\gamma}^3),\end{aligned}$$

где член, пропорциональный $\hat{\gamma}^2$, описывает случайное рассеяние на примесях. Параметр s - d гибридизации $\hat{\gamma}$ складывается из некоторого среднего значения $\bar{\gamma}$ и случайной величины $\Delta\hat{\gamma}$ -вклада примесей ($\hat{\gamma}_{sd} = \bar{\gamma} + \Delta\hat{\gamma}$). Так как мы имеем дело со случайной величиной $\Delta\hat{\gamma}$ s - d рассеяния, мы должны усреднить ряд для функции Грина по всем возможным конфигурациям примесей. Таким образом, для

усредненной полной функции Грина получаем

$$\begin{aligned} \overline{\hat{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \hat{G}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \hat{G}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') \overline{\hat{\gamma}_{sd}(\mathbf{r}'')} \cdot \overline{\hat{G}}(\mathbf{r}'', \mathbf{r}') + \\ &+ \hat{G}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') \overline{\hat{\gamma}_{sd}(\mathbf{r}'')} \hat{G}^0(\mathbf{r}'', \mathbf{r}''') \overline{\hat{\gamma}_{sd}(\mathbf{r}''')} \cdot \overline{\hat{G}}(\mathbf{r}''', \mathbf{r}') + \\ &+ O(\hat{\gamma}^3), \end{aligned} \quad (4)$$

где черта над оператором $\overline{\hat{A}}$ означает операцию конфигурационного усреднения. Второй член в правой части равенства (4) соответствует перенормировке энергетического спектра электронов, и мы можем сдвинуть начало отсчета энергии и полагать далее, что вместо параметра $\hat{\gamma}^2$ в расчетах будет фигурировать величина $(\Delta\hat{\gamma})^2 = \hat{\gamma}^2 - \overline{\hat{\gamma}^2}$. Такое упрощение, тем не менее, позволяет довольно хорошо описать влияние $s-d$ рассеяния электронов на подавление сверхпроводимости. Для усредненной полной функции Грина $\overline{\hat{G}}$ (знак усреднения в дальнейшем опускаем) получаем матричное уравнение размерности (8×8) вида

$$(i\omega\hat{I} - \hat{H}_0 - (\Delta\hat{\gamma})^2 \hat{G}^0(0)) \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \hat{I}\delta(\mathbf{r}, \mathbf{r}'),$$

где \hat{H}_0 — гамильтониан системы нулевого приближения, не включающий флуктуации параметра $s-d$ гибридизации электронов, диагональные матричные элементы нулевой функции Грина $G_{\sigma\sigma'}^{0\alpha\alpha}(0) = \sum_{\mathbf{k}} G_{\sigma\sigma'}^{0\alpha\alpha}(\mathbf{k})$; $F_{\sigma\sigma'}^{0\alpha\alpha}(0) = \sum_{\mathbf{k}} F_{\sigma\sigma'}^{0\alpha\alpha}(\mathbf{k})$; $\sigma, \sigma' = \uparrow, \downarrow$; $\alpha = s, d$.

Чтобы найти критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние, используем самосогласованное уравнение для параметра порядка Δ в теории БКШ

$$\Delta(\mathbf{r}) = |g|F^{ss}(\mathbf{r}, \mathbf{r}; t, t),$$

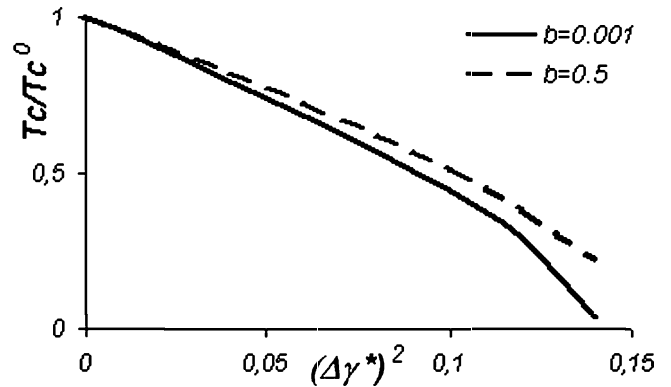
где аномальная гриновская функция F просуммирована по импульсам электронов и по нечетным мацубаровским частотам $\omega = 2\pi T(2n + 1)$, g — константа эффективного взаимодействия (куперовского спаривания s -электронов). Дальнейшие вычисления дают уравнение для относительной критической температуры

$$\begin{aligned} \psi\left(\frac{1}{2} + (\Delta\hat{\gamma}^*)^2 \frac{T_c^0}{T_c}\right) - \psi\left(\frac{1}{2}\right) + \ln\left(\frac{T_c}{T_c^0}\right) = \\ = \ln(b(\Delta\hat{\gamma}^*)^2 + 1), \end{aligned}$$

где $\psi(x)$ — дигамма-функция, $(\Delta\hat{\gamma}^*)^2 = \frac{(\Delta\hat{\gamma})^2 p_{Fd} m_d}{4\pi^2 T_c^0}$ и $b = \frac{2\pi k_B T_c^0}{\hbar\omega_D}$ — безразмерные величины, T_c^0 — критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние чистого переходного металла, T_c — критическая температура металла с примесями, ω_D — частота Дебая, p_{Fd} — импульс Ферми d -электронов, m_d — эффективная масса d -электронов, k_B — постоянная Больцмана, \hbar — постоянная Планка.

Графическое исследование зависимости $T_c/T_c^0 = f[(\Delta\hat{\gamma}^*)^2]$ представлено на рисунке (для наиболь-

шего и наименьшего возможных значений параметра b , вычисленных с учетом табличных значений T_c^0 и ω_D). В случае малой концентрации примеси можно полагать $(\Delta\hat{\gamma}^*)^2 \sim x$, где x измеряется в атомных процентах. Если положить параметр $s-d$ рассеяния равным 1 эВ, то для типичных значений импульса Ферми и массы d -электрона критическое значение x , когда T_c обращается в ноль, имеет порядок $x = \frac{N^{\text{imp}}}{N} = 10^{-5}$, здесь N^{imp} — число примесей. Следовательно, даже при небольшом количестве примесей (рассеивающих центров в неконцентрированном неупорядоченном сплаве) сверхпроводящие свойства металла сильно ухудшаются.



Зависимость относительной критической температуры T_c/T_c^0 перехода в сверхпроводящее состояние от квадрата безразмерного параметра $s-d$ гибридизации электронов $(\Delta\hat{\gamma}^*)^2$. T_c^0 — критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние чистого переходного металла, T_c — критическая температура металла с примесями,

$$(\Delta\hat{\gamma}^*)^2 = \frac{(\Delta\hat{\gamma})^2 p_{Fd} m_d}{4\pi^2 T_c^0}, \quad b = \frac{2\pi k_B T_c^0}{\hbar\omega_D}$$

Таким образом, в рамках двухзонной модели с учетом $s-d$ гибридизации рассмотрены свойства металлического сверхпроводящего переходного металла с примесями. Показано, что из-за рассеяния части s -электронов в d -зону, в которой нет механизма, отвечающего за образование куперовских пар, температура перехода в сверхпроводящее состояние быстро понижается даже при малой концентрации немагнитных примесей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 01-02-17378а).

Литература

1. Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М., 1968. С. 280.
2. Абрикосов А.А., Горьков Л.П. // ЖЭТФ. 1960. **39**. С. 1781.
3. Sarma G. // J. Phys. Chem. Solids. 1963. **24**. P. 1029.
4. Вонсовский С.В., Изюмов Ю.А., Кумаев Э.З. Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений. М., 1977.
5. Anderson P.W. // Phys. Rev. 1961. **124**. P. 41.

Поступила в редакцию
22.05.02