

Анизотропия параметра r в ориентированной фазе жидкого кристалла свидетельствует об анизотропии времени ориентационной корреляции молекул.

Значения τ_R для изотропной фазы МББА и 5ЦБ, полученные в данной работе, находятся в близком соответствии с данными других методов — ЯМР-релаксации и бриллюеновского рассеяния [18—20].

ЛИТЕРАТУРА

1. Penchev I., Dozov I. // Phys. Lett. 1977. A60. P. 34.
2. Шароу L. L., Dupre D. B. // J. Chem. Phys. 1978. 65. P. 519.
3. Шароу L. L., Dupre D. B. // J. Chem. Phys. 1979. 70. P. 2550.
4. Гордеев Е. В., Долганов В. К., Коршунов В. В. // ЖЭТФ. 1987. 93, № 1. С. 198.
5. Dozov I., Kirov N., Fontana M. P. et al. // Liquid Crystals. 1989. 4, N 3. P. 241.
6. Левшин В. Л. Фотолуминесценция жидких и твердых веществ. М., Л., 1951.
7. Perrin F. // J. Phys. Radium. 1934. 5. P. 497.
8. Zannoni C. // Mol. Phys. 1979. 38, N 6. P. 1813.
9. Петрова Г. П., Гардон Паленсуэла Д. Температурное поведение поляризации собственной флуоресценции жидкокристаллических цианофенилов: Препринт физ. ф-та МГУ № 14/1990. М., 1990.
10. Wolarz E., Bauman D. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1991. 197. P. 1.
11. Кооутман Р. Р. Н., Levin Y. K., Van der Meer B. W. // Chem. Phys. 1981. 60. P. 317.
12. Аверьянов Е. М., Вайткявичус А., Корец А. И. и др. // ЖЭТФ. 1979. 76, № 5. С. 1791.
13. Dalmolen L. G. P., Jeu W. H. de // J. Chem. Phys. 1983. 78. P. 7353.
14. Arcioni A., Bertinelli F., Tarroni P., Zannoni C. // Mol. Phys. 1987. 61, N 5. P. 1161.
15. Chatelain P. // Acta Cryst. 1948. 1. P. 315.
16. Борисов А. Ю., Гумерман А. А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1959. 23, № 1. С. 97.
17. Penchev I., Dozov I., Kirov N. // J. Mol. Liq. 1984. 29. P. 147.
18. Алейников А. Б., Петрова Г. П. // Опт. и спектр. 1977. 43, № 2. С. 267.
19. Петрова Г. П., Мединцева Т. И. // Хим. физика. 1990. 9, № 11. С. 1544.
20. Денисов В. П., Петрова Г. П., Петрусевич Ю. М., Ревакотов О. П. // Радиоспектроскопия (Перм. ун-т). Пермь, 1988. С. 154.

Поступила в редакцию
14.06.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 2

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 538.945

РЕЗОНАНСНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЕГНЕТОАНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

М. А. Савченко, М. Х. Харрасов

(кафедра квантовой статистики и теории поля)

Рассматриваются динамические обменные явления в металлооксидных соединениях со структурой перовскита. Показано, что обменное усиление релятивистской магнитоэлектрической связи приводит, в частности, к «жесткому» возбуждению магнонов и фононов переменным СВЧ-полем. На основе теории высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) и анализа теоретических фазовых диаграмм ВТСП-соединений сформулированы критерии синтеза новых ВТСП-материалов с более высокими критическими параметрами, такими как критическая температура, нижнее и верхнее критические магнитные поля, критическая плотность тока.

В последнее время интенсивность исследований новых высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) материалов [1—2] необычайно

возросла [3—6]. Тем не менее не удалось достичь существенного прогресса в их эффективном использовании в высокоточной электротехнике, электронике и информационно-вычислительной технике. Причина этого состоит в том, что критические параметры новых ВТСП-материалов не удовлетворяют необходимым требованиям. Прежде всего это относится к критической температуре сверхпроводящего перехода T_c , а также к критической плотности тока [6]. Самое лучшее, чего удалось достичь в настоящее время, так это значений $T_c \approx 125$ К, а также плотности тока для массивных образцов $5 \cdot 10^5$ А/см². В связи с этим возникает задача формулировки основных принципов синтеза новых ВТСП-материалов с более высокими значениями критических параметров. С этой целью мы используем теорию высокотемпературной сверхпроводимости [4, 7], основанную на эффекте обменного усиления электрон-фононного взаимодействия, согласно которой, в отличие от теории БКШ (см., напр., [8]), электроны обмениваются квазичастицами, представляющими собой кванты связанных колебаний ионов кристаллической решетки со спиновыми флуктуациями электронов проводимости. Для разработки данной теории необходимо было рассмотреть эффект обменного усиления в сегнетомагнитных материалах. Этот эффект является аналогом эффекта обменного усиления спин-фононного взаимодействия в антиферромагнитных кристаллах [9, 10].

В первой части мы приведем результаты рассмотрения резонансных и нелинейных явлений в сегнетоантиферромагнитных кристаллах. Эти исследования важны прежде всего потому, что сегнетоантиферромагнетики (САФ) имеют структуру перовскита, т. е. являются системами, родственными ВТСП-керамикам. В САФ существуют сильные электроупругое, магнитоупругое и магнитоэлектрическое взаимодействия, что позволяет с помощью воздействия на магнитную систему СВЧ-излучением управлять их электрическими и акустическими свойствами.

Во второй части сформулируем пять критериев синтеза новых ВТСП-материалов с улучшенными критическими параметрами.

1. Рассмотрим САФ, состоящий из трех взаимодействующих друг с другом подсистем — магнитной, сегнетоэлектрической и упругой. Для определенности будем считать кристалл ромбоэдрическим. В качестве примера приведем здесь выражение для энергии магнитоэлектрического (МЭ) взаимодействия (группа симметрии D_{3d} , ось OZ параллельна оси третьего порядка, ось OX перпендикулярна плоскости симметрии):

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{MF} = \int dr \cdot l_0^{-2} \left\{ \frac{1}{4} \gamma_{11} (p^+ l^- + p^- l^+)^2 - \frac{1}{4} \gamma_{12} (p^+ l^- - p^- l^+)^2 + \right. \\ \left. + \gamma_{33} p_z^2 l_z^2 + \gamma_{44} (p^+ l^- + p^- l^+) p_z l_z + \frac{1}{2i} \gamma_{13} [p^+ (l^+)^2 - p^- (l^-)^2] p_z + \right. \\ \left. + \frac{1}{2i} \gamma_{41} [(p^+)^2 l^+ - (p^-)^2 l^-] l_z \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где p — электрическая поляризация; $\mathbf{l} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$; $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M$; $l_0 = 2M$; $A^\pm = A_x \pm iA_y$ ($A = \mathbf{l}, p$); γ_{ij} — безразмерные константы МЭ-взаимодействия; M_1, M_2 — намагниченности подрешеток.

Нами детально рассмотрена равновесная конфигурация векторов p , \mathbf{l} и $\mathbf{m} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$, что позволило учесть вклад МЭ-взаимодействия в эффективную магнитную анизотропию. Обнаружено сильное влияние электрического поля E на ориентацию векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} .

Спонтанная поляризация направлена вдоль оси симметрии. Появление при $T < T_N$ магнитоупорядоченного состояния приводит к некоторому отклонению \mathbf{p} от оси симметрии. Пусть $\mathbf{H} \perp OZ$. Тогда решение уравнений движения для \mathbf{l} , \mathbf{m} и \mathbf{p} показывает, что векторы \mathbf{l} и \mathbf{m} будут лежать в базисной плоскости, если $a + \gamma_{33}(\rho_0/l_0)^2 > 0$ (a — постоянная осевой магнитной анизотропии). Уравнение равновесия для магнитной подсистемы имеет вид

$$H[H_D + H \cos(\varphi - \alpha)] \sin(\varphi - \alpha) + 2H_E \left[\frac{1}{6} H_A \sin 6\varphi - \gamma_{14} \frac{\rho_0 E_{\perp}}{\kappa_{\perp} M} \cos(2\varphi + \beta) \right] = 0, \quad (2)$$

где $\kappa_{\perp} \sim 4\pi/\epsilon$, $\epsilon \sim 10 \div 10^2$ — диэлектрическая проницаемость, H_E — обменное поле, H_D — поле Дзялошинского, H_A — поле магнитной анизотропии в базисной плоскости, E_{\perp} — составляющая электрического поля в базисной плоскости, $-\pi/2 \leq (\varphi, \beta, \alpha) \leq \pi/2$ — углы, которые образуют с осью OX соответственно \mathbf{m} , \mathbf{E}_{\perp} и \mathbf{H} . Оценка слагаемых в (2) при $H_E \sim 10^6$ Э, $H_D \sim 10^3$ Э, $H_A \sim 1 \div 10$ Э, $\rho_0 \sim 3 \cdot 10^4$ ед. СГСЕ, $M \sim 10^3$ Гс показывает, что влияние электрического поля будет конкурировать с «чисто магнитной» анизотропией, начиная со значений $E \sim 10^3$ В/см, а при $E \geq 10^4$ В/см будет определяющим (при $H \sim 10^3$ Э).

Получено также, что энергия низкоактивационной ветви колебаний магнитной подсистемы (с учетом влияния других подсистем) имеет вид ($\mathbf{H} \parallel OX$, \mathbf{E} вдоль OY)

$$\epsilon_{1k} = \sqrt{\epsilon_{10}^2 + s^2 k^2},$$

$$\epsilon_{20}^2 = \mu^2 [H(H + H_D) + 2H_E(H_A + H_{M-EI} + H_{MF})],$$

где H_{M-EI} — эффективное магнитное поле, обусловленное магнито- и электрострикцией, $H_{M-EI} \leq 10^{-1}$ Э $\ll H_A$, $H_{MF} = 2\gamma_{14} E_y \rho_0 / M$. Таким образом, спектр спиновых волн, и в частности частота антиферромагнитного резонанса ϵ_{10} , сильно зависит от величины и направления электрического поля. Причем можно добиваться как повышения ($\gamma_{14} E_y > 0$), так и понижения ($\gamma_{14} E_y < 0$) частоты резонанса ϵ_{10} .

Приведем теперь результаты рассмотрения задачи о возбуждении звука в САФ однородным СВЧ-полем. Оказалось, что это возбуждение будет осуществляться наиболее эффективно через магнитную подсистему. Оценки показывают, что для САФ наиболее существенным является следующий процесс:

$$\text{СВЧ-квант} \rightarrow \text{магнон} \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow \text{дипольный оптический} \rightarrow \text{акустический} \\ \text{фонон} \qquad \qquad \qquad \text{фонон} \\ \rightarrow \text{дипольный оптический} \rightarrow \text{акустический} \\ \text{фонон} \qquad \qquad \qquad \text{фонон} \end{array} \right.$$

Полагая для упрощения, что рождающиеся фононы имеют одинаковую поляризацию ($\alpha = \alpha'$), т. е. $\omega_{\nu} = \omega_{\alpha k} + \omega_{\alpha, -k} = 2\omega_{\alpha k}$, при ω_{ν} , $\Gamma_{20} \ll \Omega_{20}$ и вдали от возможного магнитоакустического резонанса имеем

$$\epsilon_{\text{thr}}^{\text{ph}} = \min \left\{ \frac{1}{2|\gamma_{14}| |\Phi_{M-EI}^{(\alpha)}(\mathbf{k})|} \frac{\Gamma_{\alpha k}^{\text{ph}}}{\omega_{\nu}} \right\} \left[\frac{\epsilon_k^2 - (\omega_{\nu}/2)^2}{J_0 \theta_M} \right]^2 \frac{m v_{\alpha}^2 \rho_0}{\theta_p \kappa_{\perp}} \quad (3)$$

где $\theta_M = M^2 V_0$, $\theta_p = \rho_0^2 V_0$, v_{α} и $\Gamma_{\alpha k}^{\text{ph}}$ — соответственно скорость и релаксационная частота возбуждаемых фононов, m и V_0 — масса и объем элементарной ячейки, J_0 — обменный интеграл

$$\Phi_{M-EI}^{(\alpha)}(\mathbf{k}) = \sin \beta (k_0^y e_{\alpha k}^x + k_0^x e_{\alpha k}^y) + \cos \beta (k_0^z e_{\alpha k}^x + k_0^z e_{\alpha k}^z),$$

$\operatorname{tg} \beta = (B_{11} + B_{12}) / (2B_{12})$, $k_0 = kk^{-1}$, e_{01} — вектор поляризации акустических фононов, B_{ij} — магнитоупругие постоянные. В (3) минимизация ведется по всевозможным модам. При $\Gamma_{\alpha k}^{\text{ph}} / \omega_{\alpha k} \sim 10^{-3}$ получаем $e_{\text{ph}}^{\text{ph}} \sim 10$ В/см. Заметим, что полученным результатом обусловлен эффектом обменного усиления в САФ.

2. Сформулируем далее в окончательном виде основные принципы, которыми следует руководствоваться при синтезе новых ВТСП-материалов с улучшенными критическими параметрами, такими как критическая температура T_c , нижнее и верхнее критические поля H_{c1} , H_{c2} , критическая плотность тока j_c . С этой целью мы кратко рассмотрим фазовые диаграммы соединений $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ как наиболее хорошо экспериментально изученных [11].

Начнем с фазовой диаграммы ВТСП $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Это соединение испытывает структурный фазовый переход в области значений концентрации ионов стронция $0 \leq x \leq 0,2$ из тетрагональной фазы (пространственная группа $P4/mmm - D_{4h}^{17}$) в орторомбическую (пространственная группа $Cmca - D_{2h}^{18}$). Линия структурного перехода пересекает линию фазового перехода в сверхпроводящее состояние, причем, когда при $x \approx 0,2$ температура структурного перехода (T_s) обращается в нуль, критическая температура T_c достигает максимального значения $T_c \approx 40$ К. После структурного перехода при $x \approx 0,01$ в области температуры $T \approx 500$ К дальнейшее понижение температуры приводит к фазовому переходу в состояние с антиферромагнитным дальним порядком. Магнитные моменты ориентированы в базисной плоскости орторомбической элементарной ячейки. При $x \geq 0,02$ температура Нееля $T_N \rightarrow 0$. Возникающая при этом фаза интерпретируется как фаза типа спинового стекла.

Фазовая диаграмма ВТСП соединений $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ имеет более простой вид [11]. Тип структуры и фазовое состояние системы зависят от содержания кислородных вакансий y . Граница структурной неустойчивости по температуре составляет около 1000 К. В этом случае также имеем переход из орторомбической фазы (пространственная группа $Pmmm - D_{2h}^{18}$) в тетрагональную (пространственная группа $P4/mmm - D_{4h}^{17}$). В области значений параметра $y \geq 0,6$ в системе возникает антиферромагнитный дальний порядок, причем, как и в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, магнитные моменты локализуются на ионах меди. Таким образом, рассмотренные ВТСП-системы обнаруживают на фазовой диаграмме сосуществование сверхпроводящей фазы и несверхпроводящей (диэлектрической) фазы с антиферромагнитным дальним порядком. Многочисленные экспериментальные данные указывают на то, что в данных системах существуют сильные спиновые флуктуации. Из описанных выше фазовых диаграмм следует, что наиболее сильно флуктуации должны проявляться при разрушении антиферромагнитного дальнего порядка и переходе в сверхпроводящую фазу.

Согласно квазилинейной теории ВТСП спиновая система должна иметь две компоненты: быстро осциллирующую в пространстве (антиферромагнитную) с волновым вектором магнитной структуры k_s и компоненту, осциллирующую в пространстве с волновым вектором $k_c = 2\pi n_c / \langle r_c \rangle$ (парамагнитную, флуктуационный аналог вектора ферромагнетизма). Тогда вектор намагниченности ВТСП $\Omega(x)$ можно представить в виде суммы двух векторов:

$$\Omega(x) = \Omega_1(x) + \Omega_2(x),$$

$$\Omega_2(x) = \Omega_{20} \exp(ik_s x).$$

В этом случае в области значений $k_c < k_s$ мы можем определить температуру Нееля следующим образом:

$$T_N = (1/3) J_0 S (S + 1) [(k_s^2/k_c^2) - 1] \quad (4)$$

В формуле (4) J_0 — потенциал обменного взаимодействия между спинами.

Критическая температура T_c , вычисленная в рамках квазилинейного приближения [4], записывается в виде

$$T_c = (2\gamma/\pi) \langle \omega_D \rangle \exp \left[- \frac{1}{K_{\text{enh}} (\lambda - \mu^*)} \right] \quad (5)$$

В (5) $K_{\text{enh}}(\tilde{\zeta}_1, \tilde{\zeta}_2, \omega_s/\langle \omega_D \rangle)$ — коэффициент усиления эффективного электрон-фононного взаимодействия вследствие резонансного взаимодействия виртуальных фононов с продольными антиферромагнитной и парамагнитной спиновыми модами; ω_s — максимальное значение частоты продольной спиновой моды; $\tilde{\zeta}_i$ — эффективный параметр спин-фононной связи:

$$\tilde{\zeta}_i = g\hbar B_{i0} \sqrt{\chi_i/M} k_c [\delta_{1i} + \delta_{2i} \sqrt{1 - (k_s/k_c)^2}] \quad (6)$$

где B_{i0} — амплитуда квазиравновесной волны спиновой плотности. Ясно, что T_c должна обращаться в нуль при $k_c \rightarrow k_s$. Поскольку при этом возможен фазовый переход в диэлектрическую фазу, то это значит, что плотность электронных состояний на уровне Ферми можно определить следующим образом:

$$v_{\delta,s}(\varepsilon_F) = v(\varepsilon_F) [-1 + (k_s^2/k_c^2)]^{d/2} \quad (7)$$

где $d=2, 3$ — размерность пространства. Тогда, используя формулы (4) — (7), можно построить фазовые диаграммы антиферромагнитных ВТСП в переменных $(T, k_c(x, y), k_s(x))$.

Для построения эффективного гамильтониана вблизи линии фазовых переходов из парамагнитной фазы в упорядоченное состояние мы воспользовались результатами точной микроскопической теории ВТСП [4]. Поскольку вблизи линии фазовых переходов в упорядоченное состояние сильно возрастают длинноволновые термодинамические флуктуации, разложим в выражении для свободной энергии сверхпроводящей системы вблизи линии фазового перехода критическую температуру T_c в ряд по квадрату вариации амплитуды квазиравновесной волны спиновой плотности:

$$T_c = T_c^0 [1 - Q_i(\tilde{\zeta}_1, \tilde{\zeta}_2) (\delta\Omega_i)^2 + \dots],$$

$$Q_i(\tilde{\zeta}_1, \tilde{\zeta}_2) = \frac{1}{(\lambda - \mu^*)} \frac{1}{K_{\text{enh}}^2} \frac{\partial K_{\text{enh}}}{\partial \ln(1 + \tilde{\zeta}_1^2 + \tilde{\zeta}_2^2)} \frac{\tilde{\zeta}_i^2}{1 + \tilde{\zeta}_1^2 + \tilde{\zeta}_2^2}$$

Учитывая, что парамагнитная компонента при выпадении в «конденсат» не образует стабильной магнитоупорядоченной фазы, запишем эффективный гамильтониан, содержащий антиферромагнитный $(\delta\Omega_2)$ и сверхпроводящий (Δ) параметры порядка:

$$\mathcal{H}_{su}^{\text{eff}} = J_0 S \int dx \left\{ \frac{1}{2} \tau_2 (\delta\Omega_2)^2 + \frac{1}{2k_c^2} (v_s \delta\Omega_2)^2 + \frac{1}{8} \Gamma_2 (\delta\Omega_2)^4 + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \tau_0 |\Delta|^2 + \frac{1}{2k_s^2} |v_s \Delta|^2 + \frac{1}{8} \Gamma_0 |\Delta|^4 + \frac{1}{4} \Gamma_{02} |\Delta|^2 (\delta\Omega_2)^2 \right\} \quad (8)$$

Затраченные значения температур и амплитуд соответственно равны:

$$\tau_{20} = \tau^0 (1 - k_s^2/k_c^2), \quad \tau_{00} = (T_c^0/J_0 S) \tau^0, \quad \tau^0 = (T/T_c^0 - 1),$$

$$\tilde{k}_z = \sqrt{J_0 S / T_c^0} k_z, \quad \Gamma_{20} = 4Q_2(\tilde{\zeta}_1, \tilde{\zeta}_2)(1 - k_z^2/k_s^2),$$

$$\Gamma_{30} = \frac{T_c^0}{J_0 S} \frac{1}{3\pi}, \quad \Gamma_{320} = 2 \frac{T_c^0}{J_0 S} Q_2(\tilde{\zeta}_1, \tilde{\zeta}_2), \quad S = 1/2,$$

k_z — обратная длина когерентности. Имея выражение (8) и используя технику ренормализационной группы [4], можно построить фазовую диаграмму, модификации которой приведены в [12]. На фазовой диаграмме, соответствующей системе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$, наиболее интересна область, лежащая в окрестности точки $k_c = k_s$. Вследствие неустойчивости, приводящей к фазовому переходу первого рода, близкого ко второму, критическая температура T_c обращается в нуль при $k_s > k_c$. В области значений $k_s < k_c < k_{s+}$ система в области низких температур будет находиться в состоянии, соответствующем квантовому парамагнетизму с сильными антиферромагнитными флуктуациями, т. е. близка к фрустрированному антиферромагнетизму [7]. Область правее точки k_{s+} соответствует антиферромагнетизму с сильными квантовыми парамагнитными и сверхпроводящими флуктуациями. Увеличение параметра k_c приводит к фазовому переходу в сверхпроводящую фазу. На линии фазового перехода первого рода, близкого ко второму, из парамагнитной фазы в сверхпроводящую выполняется условие: $\tau_{20} < \tau_{30}$. Области левее точки $k_c = k_s$ соответствует метастабильная фаза, содержащая медленно флуктуирующие (низкоэнергетические) волны спиновой плотности и сильные антиферромагнитные квантовые флуктуации.

Фазовая диаграмма системы $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ отличается тем, что на ней присутствует линия структурного перехода и почти симметричная область правее точки пересечения линий структурного и сверхпроводящего переходов, которая неустойчива, так как обе линии соответствуют фазовым переходам первого рода, близким ко второму. Область правее линии структурного перехода характерна тем, что теперь изменение критической температуры T_c^0 происходит не благодаря увеличению обменной корреляционной длины $\langle r_c \rangle$ как функции концентрации ионов стронция, а вследствие возрастания параметра k_s из-за сокращения объема кристаллографической элементарной ячейки при переходе в тетрагональную фазу. В окрестности точки $k_s(x) \rightarrow k_{s+}(x_0)$ антиферромагнитная фаза метастабильна из-за сильных флуктуаций структурного параметра порядка.

Рассмотренные фазовые диаграммы имеют ту характерную особенность, что максимальное значение критической точки $T_c^0(k_{s+})$ соответствует минимальной обменной корреляционной длине (и соответственно минимальной длине когерентности), которая оказывается меньше периода антиферромагнитной структуры $2\pi k_s^{-2}$ ($k_s \leq k_c \leq k_{s+}$). В исследуемых ВТСП обменная корреляционная длина в сверхпроводящей фазе ограничена сверху периодом антиферромагнитной структуры. Поскольку почти все ВТСП со структурой перовскита имеют тенденцию к установлению дальнего антиферромагнитного порядка [12], то можно сделать вывод, что наличие антиферромагнитного дальнего порядка или тенденции к его установлению является одним из необходимых условий существования у ВТСП высокой T_c . Итак, теперь мы можем сформулировать все критерии синтеза новых ВТСП-материалов, как неорганических, так и органических, с более высокими значениями критических параметров.

1. Существование в ВТСП групп элементов, образующих ковалентно связанные комплексы, является обязательным.

2. Элементы, входящие в состав новых ВТСП и участвующие в образовании ковалентных связей, должны иметь по возможности меньший ионный радиус. Это условие обеспечивает минимальную обменную корреляционную длину и увеличение параметра спин-фононной связи ξ (6).

3. Элементы, входящие в состав новых ВТСП, должны иметь по возможности низкий потенциал ионизации и высокую валентность. Выполнение этого условия также ведет к увеличению параметра (6) благодаря возрастанию величины $g=U/J_0$ (U — электрон-ионный потенциал).

4. Элементы, входящие в состав новых ВТСП, должны иметь по возможности меньшую массу.

5. Синтезируемые новые ВТСП должны иметь тенденцию к установлению антиферромагнитного дальнего порядка по мере уменьшения температуры вплоть до нуля. Антиферромагнитный дальний порядок должен устанавливаться в системе элементов, участвующих в образовании ковалентных связей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bednorz J. G., Muller K. A. // Z. f. Phys. B. 1986. 64, N 2. P. 189.
2. Cava R. J., Dover R. B., Batlogg B., Reitman E. A. // Phys. Rev. Lett. 1987. 58, N 4. P. 408.
3. Савченко М. А. // Обзоры по высокотемпературной сверхпроводимости. М., 1990. Вып. 1. С. 3.
4. Ильичев В. И., Савченко М. А., Стефанович А. В. Высокотемпературная сверхпроводимость керамических систем. М., 1992.
5. Боголюбов Н. Н., Аксенов В. Л., Плакида Н. М. // ТМФ. 1992. 93, № 3. С. 371.
6. Соорег М. // Cryogenics. 1992. 32, N 4. P. 338.
7. Савченко М. А., Стефанович А. В. Флуктуационная сверхпроводимость магнитных систем. М., 1986.
8. Боголюбов Н. Н. (мл.), Садовников В. И. Некоторые вопросы статистической механики. М., 1975.
9. Савченко М. А. // ФТТ. 1994. 6, № 3. С. 864.
10. Харрасов М. Х. // ДАН. 1994. 335, № 2. С. 175.
11. Биржено Р. Дж., Ширай Дж. // Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. Д. М. Гинзберга. М., 1990. С. 163.
12. Савченко М. А., Стефанович В. А. // Обзоры по высокотемпературной сверхпроводимости. М., 1991. Вып. 6. С. 3.

Поступила в редакцию
25.04.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 2

ГЕОФИЗИКА

УДК 550.348

АКТИВИЗАЦИЯ РАЗЛОМОВ В ПОЛЕ ТЕКТОНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Е. В. Воронина, А. В. Люцина

(кафедра физики Земли)

Пространственная ориентация разрывов в областях сильных землетрясений происходит в соответствии с ориентацией внешнего по отношению к разрыву поля напряжений. Изменение направления возможного вспарывания может быть определено