

16. Guzdar P. N., Tan W., Lee Y. C. et al.//Phys. Fluids. 1991. В3, N 3. P. 776.
17. Peyser T. A., Manka C. K., Obenschain S. P., Kearney K. J.//Phys. Fluids. 1991. В3, N 6. P. 1479.
18. Guzdar P. N., Liu C. S., Lehmborg R. H.//Phys. Fluids. 1991. В3, N 10. P. 2882.
19. Saka W., Bahr R. E., Short R. W. et al.//Phys. Fluids. 1992. В4, N 7. P. 2232.
20. Barr H. C., Boyd T. J. M., Mackwood A. P.//Phys. Plasmas. 1994. 1, N 4. P. 993.
21. Андреев Н. Е., Горбунов Л. М., Тихончук В. Т.//Квант. электроника. 1994. 21, № 9. С. 813.

Поступила в редакцию
15.12.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.312.8+543.253

К ТЕОРИИ ЭФФЕКТА ОБМЕННОГО УСИЛЕНИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СИСТЕМАХ

А. В. Ведяев, А. М. Савченко, А. В. Стефанович, М. Ю. Николаев

(кафедра магнетизма)

Рассмотрен эффект обменного усиления эффективного электрон-фононного взаимодействия в высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) системах и определена верхняя граница применимости квазилинейных уравнений. Показано, что они применимы в случае, если резонансное значение волнового вектора $k_r = \max(k_{r1}, k_{r2}) \ll p_F/\hbar$ (p_F — импульс Ферми). Но поскольку $k_r \sim k_c$, то $\hbar k_c/p_F \ll 1$. Следовательно, квазилинейная теория ВТСП систем позволяет вычислять величину критической температуры T_c для случаев, когда параметр спин-фононной связи $\zeta \gg 1$, и определять критерии синтеза новых ВТСП-материалов.

В работах [1—3] была разработана квазилинейная теория эффекта обменного усиления в высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) системах и определены критерии синтеза новых классов ВТСП-соединений с более высокими критическими параметрами, и прежде всего с более высокой критической температурой T_c . Было показано [3], что и в магнитоупорядоченной (диэлектрической) фазе ВТСП-соединений (система La_2CuO_4) имеет место классический эффект обменного усиления спин-фононного взаимодействия, впервые предсказанный в работе [4]. Вместе с тем анизотропия обменных констант, соответствующих обменному взаимодействию в плоскости: $J^{12} = J^{34} = \delta$ и между плоскостями: $J^{13} = J^{23} = J^{14} = J^{24} = \sigma$ (см. [3]), приводит к необычному взаимодействию спиновых волн с фононами в диэлектрической фазе. Действительно, в простейшем случае тетрагональной пространственной симметрии (пространственная группа D_{4h}^{17}) и анизотропии типа «легкая ось» магнитная элементар-

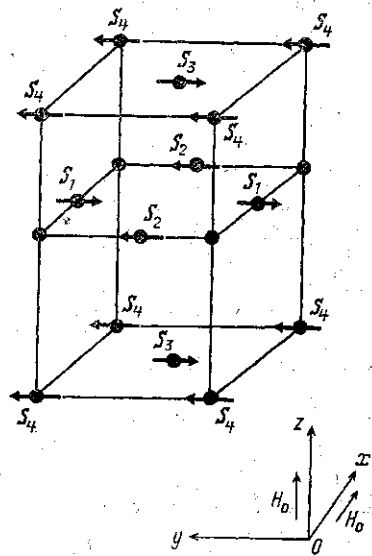


Рис. 1

ная ячейка La_2CuO_4 имеет вид, представленный на рис. 1. Магнитная симметрия системы может быть определена с помощью четырех базисных векторов:

$$\begin{aligned} \mathbf{m} &= \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2 + \mathbf{S}_3 + \mathbf{S}_4, \\ \mathbf{l}_1 &= \mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2 + \mathbf{S}_3 - \mathbf{S}_4, \\ \mathbf{l}_2 &= \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2 - \mathbf{S}_3 - \mathbf{S}_4, \\ \mathbf{l}_3 &= \mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2 - \mathbf{S}_3 + \mathbf{S}_4, \end{aligned} \quad (1)$$

где \mathbf{S}_i ($i=1 \div 4$) — векторы магнитных подрешеток. Если теперь записать спиновый гамильтониан системы в представлении векторов (1), а затем использовать уравнения движения для указанных векторов, то можно показать, что в спектре спиновых волн имеют место две двукратно вырожденные ветви. Их спектр в случае, когда волновой вектор $|\mathbf{k}|=0$, имеет следующий вид:

$$\varepsilon_1 = \frac{v_0 M_0}{\mu_B} \sqrt{(2\beta - \beta')(2\delta - 2\sigma + 2\beta - \beta')}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{v_0 M_0}{\mu_B} \sqrt{(2\beta - \beta')(2\delta + 2\sigma + 2\beta - \beta')}. \quad (3)$$

Здесь β, β' — константы одноионной и межионной анизотропии в магнитных плоскостях $\beta' = \beta^{12} = \beta^{34}$ (см. рис. 1). Выражение (2) отличается от аналогичного выражения для обычного двухподрешеточного антиферромагнетика тем, что под корнем стоит разность обменных констант $\delta - \sigma$, которая может существенно превышать эффективную константу анизотропии $2\beta - \beta'$. Важность этого факта может проявиться в следующем: Гамильтониан, соответствующий спин-фононному взаимодействию, в представлении вторичного квантования имеет вид

$$\mathcal{H}_{MU} = \sum_{\alpha, s, \mathbf{k}} (\Psi_{\alpha s \mathbf{k}} \hat{b}_{\mathbf{k}s}^- \hat{c}_{-\mathbf{k}\alpha} + \Psi_{\alpha s \mathbf{k}}^* \hat{b}_{\mathbf{k}s}^+ \hat{c}_{-\mathbf{k}\alpha}^+ - \Psi_{\alpha s \mathbf{k}} \hat{b}_{\mathbf{k}s}^+ \hat{c}_{\mathbf{k}\alpha} - \Psi_{\alpha s \mathbf{k}} \hat{b}_{\mathbf{k}s}^- \hat{c}_{\mathbf{k}\alpha}^+), \quad (4)$$

где амплитуды спин-фононного взаимодействия

$$\Psi_{\alpha s \mathbf{k}} = M_0^{3/2} \left(\frac{\mu_B v_0}{\rho s^u} \right)^{1/2} \sum_{m, n} e_{km}^s k_n [b_{23mn}^{\beta} (u_{\gamma\alpha} - v_{\gamma\alpha}) + i b_{13mn}^{\beta} (u_{\gamma\alpha} + v_{\gamma\alpha})], \quad (5)$$

b_{plmn}^{β} — приведенные магнитострикционные константы с учетом ориентации слабого внешнего магнитного поля H_0 относительно кристаллографических осей, M_0 — равновесная намагниченность, v_0 — объем элементарной ячейки, ρ — плотность вещества, μ_B — магнетон Бора, u, v — коэффициенты $(u-v)$ -преобразования, e_{km}^s — единичный вектор поляризации соответствующей фононной моды, k_n — компоненты волнового вектора, $\hat{c}_{\mathbf{k}\alpha}^+, \hat{c}_{\mathbf{k}\alpha}^-, \hat{b}_{\mathbf{k}s}^+, \hat{b}_{\mathbf{k}s}^-$ — операторы рождения и уничтожения магнонов и фононов, $\varepsilon_{\mathbf{k}s}^u$ — энергии фононных мод. Если слабое магнитное поле ориентировано вдоль осей z или x , т. е. перпендикулярно оси легкого намагничивания, то соответствующие амплитуды взаимодействия фононов со спиновыми волнами первой и второй ветвей (2), (3) при $\mathbf{k}=0$ содержат коэффициенты пропорциональности, которые при малых \mathbf{k} ($\mathbf{k} \rightarrow 0$) имеют вид

$$A_1 = \left[\frac{2(\delta - \sigma)}{2\beta - \beta'} \right]^{1/4}, \quad (6)$$

$$A_2 = \left[\frac{2(\delta + \sigma)}{2\beta - \beta'} \right]^{1/4} \quad (7)$$

Оценка этих величин с использованием экспериментальных данных, приведенных в работе [3], показывает, что при $\delta + \sigma \cong 2000$ К, $\delta - \sigma \cong 100$ К, $2\beta - \beta' \leq 1$ К получается $A_2 = 8$, $A_1 \cong 4$. Таким образом, эффект обменного усиления спин-фононного взаимодействия в полной мере проявляется на высокочастотной спиновой ветви, хотя и не столь значительно, как в обычных антиферромагнетиках [4]. Кроме того, благодаря анизотропии констант обменного взаимодействия и первая «низкочастотная» ветвь приподнимается. Фактически эффект обменного усиления в La_2CuO_4 проявляется на каждой из обеих двукратно вырожденных спиновых ветвей спектра. Это полностью согласуется с тем, что в сверхпроводящей фазе квазилинейная спин-фононная связь продольных спиновых флуктуаций с продольными фононами имеет обменную природу, а роль релятивистских взаимодействий в сверхпроводящей фазе оказывается несущественной. Наличие двух магнитных плоскостей приводит к существованию в сверхпроводящей фазе двух двукратно вырожденных продольных мод спиновых флуктуаций и, следовательно, усилению эффективного параметра спин-фононной связи ξ_i [1—3] в $\sqrt{2}$ раз для каждой ветви, что является существенным для увеличения эффективного параметра электрон-фононного взаимодействия и возрастания критической температуры T_c . С другой стороны, нами было показано [2, 3], что если обратная обменная корреляционная длина k_c оказывается порядка 10^7 см $^{-1}$, то этого достаточно для достижения критической температуры ВТСП порядка комнатной при условии, что уравнения, описывающие квазилинейное спин-фононное взаимодействие [1], оказываются справедливыми. Анализ нелинейных уравнений, полученных на основе эффективного гамильтониана (19) работы [1], показал, что их удастся линеаризовать в области больших k , т. е. вблизи границы зоны Бриллюэна, при условии, что максимальное резонансное значение k_r , определяемое выражением

$$k_r = \frac{k_c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\hbar \tilde{c}_s k_s}{J_0 s} \right)^2}}, \quad \frac{\hbar \tilde{c}_s k_c}{J_0 s} < 1, \quad (8)$$

должно быть много меньше p_F/\hbar (p_F — импульс Ферми). В выражении (8) \tilde{c}_s — скорость продольного звука, J_0 — потенциал обменного взаимодействия в сверхпроводящей фазе, $s=1/2$ — спин электрона. Отсюда с учетом выражения (8) следует

$$\frac{\hbar k_c}{p_F} \ll \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\tilde{c}_s p_F}{J_0 s} \right)^2}} \quad (9)$$

Принимая во внимание, что $J_0 \cong 10^{-14}$ эрг, $\tilde{c}_s \cong 10^5$ см/с, $p_F/\hbar \cong 10^8$ см $^{-1}$, получаем оценку $\hbar k_c/p_F \ll 1/5$, но так как $k_s \leq 10^7$ см $^{-1}$, условие (9) выполняется. Поэтому мы можем не учитывать нелинейные слагаемые в уравнениях движения, описывающих взаимодействие спиновых флуктуаций с фононами, так как их учет лишь в незначительной степени изменяет характер фазовых траекторий (см. [1]). На рис. 2 показано размытие фазовых траекторий для продольной компоненты парамагнитного момента, соответствующей высокоэнергетической спиновой моде. По порядку величины оно не превышает $\Delta \epsilon \approx \hbar k_r/p_F$. Таким обра-

зом, в рамках данных ограничений уравнения связанных спин-фононных возбуждений не допускают возникновения странных аттракторов,

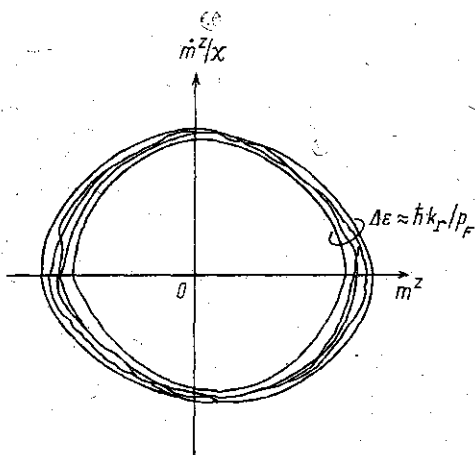


Рис. 2

на возможность существования которых в задачах о связанных магнитоупругих колебаниях было указано в работе [5]. Поэтому все полученные нами в работах [2, 3] критерии синтеза новых ВТСП-систем с более высокими значениями критических параметров и с критической температурой T_c порядка комнатной температуры остаются в силе.

На основе проделанных вычислений можно сделать вывод, что существование высокотемпературной сверхпроводимости обеспечивается следующими критериями.

1. Исходная несверхпроводящая матрица должна быть антиферромагнитной, причем число магнитных плоскостей должно быть минимальным (не более двух) [3].

2. Подавление антиферромагнитного дальнего порядка должно осуществляться легирующими элементами, обеспечивающими максимально возможную плотность носителей электрического тока.

3. Критическая температура антиферромагнитного перехода T_N в исходной антиферромагнитной матрице должна быть максимально возможной, так как это позволит при подавлении антиферромагнитного дальнего порядка добиться наибольшей плотности носителей тока и обеспечить выполнение условия (9), исключающего влияние нелинейных эффектов на усиление эффективного электрон-фононного взаимодействия в ВТСП-фазе.

Примечание при корректуре

Последние расчеты, проведенные нами, позволили уточнить выражение для параметра спин-фононной связи ζ , определяющего усиление эффективного параметра электрон-фононного взаимодействия в ВТСП-фазе. Он имеет вид

$$\zeta = \frac{\hbar}{e} \sqrt{\frac{r_c^2}{r_i r_k}} \sqrt{\frac{Z}{V s^2 M_i m_e}};$$

здесь r_i , r_k , r_c — ионный, кулоновский и обменный корреляционные радиусы, Z — среднее число электронов на атом, M_i , m_e — ионная (приведенная) и электронная массы. Полученное выражение однозначно указывает на один из возможных способов повышения критической температуры высокотемпературного сверхпроводника T_c . Прежде всего это уменьшение радиусов и масс ионов, составляющих кристаллографическую элементарную ячейку. В монографии [6] показано, что таким условиям могут удовлетворять элементы гомологического ряда азота (N, F). Последние экспериментальные данные подтверждают это предсказание. Так, в частности, в настоящее время открыты соединения $\text{YCaBa}_4\text{Cu}_5(\text{NO}_3)_{0.8}(\text{CO}_3)_{0.7}\text{O}_{11}$ с критической температурой $T_c = 82$ К [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ведяев А. В., Зубцов М. И., Савченко М. А., Стефанович А. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1993. № 3. С. 56 (Moscow University Phys. Bull. 1993. N 3. P. 51).

2. Савченко М. А., Стефанович А. В.//ДАН. 1993. 328, № 3. С. 348.
3. Вихорев А. В., Савченко М. А., Стефанович А. В.//ДАН. 1994. 338, № 3. С. 340.
4. Савченко М. А.//ФТТ. 1964. 6. С. 864.
5. Moon F. C., Holmes P. J.//J. Sound and Vibrat. 1979. 65, N 2. P. 275.
6. Ильичев В. И., Савченко М. А., Стефанович А. В. Высокотемпературная сверхпроводимость керамических систем. М., 1992.
7. Herviev M., Michel C., Maignan A., Martin C., Revlav B.//Microsc. Rés. Techn. 1995. 30. P. 138.

Поступила в редакцию
22.11.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

ГЕОФИЗИКА

УДК 539.038

ТЕЛЛУРИЧЕСКИЕ ТОКИ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ПРИЛИВНЫМИ ВОЗДЕЙСТВИЯМИ

В. И. Григорьев, Е. В. Григорьева

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Критически анализируется традиционный, основанный на использовании закона Ома подход к исследованию теллурических полей и токов. Предложен новый подход, опирающийся на учет бароэлектрического перераспределения зарядов в Земле, вызываемого приливными воздействиями на нее.

Перераспределение электронов в проводнике, вызываемое перепадами давлений, — бароэлектрический эффект — приводит к возникновению электрического поля. Это поле также естественно именовать бароэлектрическим. Методы теоретического описания бароэлектрических полей были изложены в ряде публикаций (см., напр., [1, 2]), на которые мы будем ссылаться.

Общеизвестное утверждение, что в толще проводников электростатическое поле отсутствует, в действительности справедливо лишь в случаях, когда проводники и физически и химически однородны, но оно становится ошибочным, если неоднородности существуют. В частности, бароэлектрический эффект и является одним из примеров возникновения электрического поля даже в равновесном проводнике, если внутренние напряжения в нем распределены неоднородно.

Если эти внутренние напряжения поддерживаются неизменными (для чего, заметим, не требуется затрат энергии), то вызываемое ими бароэлектрическое поле также оказывается не зависящим от времени, как и распределение плотностей порождающих его зарядов. Электрические токи при этом, естественно, отсутствуют. Таким образом, сразу становится ясным, что закон Ома $j = \lambda E$, устанавливающий соотношение между плотностью тока j и напряженностью электрического поля E , перестает быть применимым. Заметим, что это важное обстоятельство обычно не учитывается, так что закон Ома необоснованно используется, например, когда исследуется зависимость между напряженностью электротеллурического поля и плотностью теллурических токов. Эта ошибка является настолько распространенной, что трудно указать публикацию по соответствующей тематике, которая была бы свободна от нее.