

УДК 538.915

## ПРОБЛЕМА СОСУЩЕСТВОВАНИЯ МАГНЕТИЗМА И СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

**Кузьмин Е.В.<sup>1</sup>, Овчинников С.Г.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина

<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

E-mail: [sgo@iph.krasn.ru](mailto:sgo@iph.krasn.ru)

Проблема сосуществования магнетизма и сверхпроводимости обсуждается в связи с экзотической сверхпроводимостью в купратах, рутенатах, ферропниктидах. Найдены электронные и спин-волновые спектры в модели ферромагнитного сверхпроводника.

**Ключевые слова:** сверхпроводимость, ферромагнетизм, антиферромагнетизм.

### ВВЕДЕНИЕ

Настоящая статья представляет собой изложение современного видения результатов, полученных в дипломной работе студента КГУ Овчинникова С.Г. [1] под научным руководством Е.В. Кузьмина. Результаты работы остались неопубликованными, так как в то время сама постановка задачи казалась слишком надуманной. Однако в наше время в связи с обнаружением экзотической сверхпроводимости в ВТСП купратах, ферропниктидах, а также в рутенатах и рутенocupратах, такая задача оказалась в центре внимания. Более того, основные результаты той старой дипломной работы никем не были повторены, поэтому мы считаем возможным их публикацию в настоящем мемориальном выпуске.

Общеизвестно, что для обычных сверхпроводников с  $s$ -типом куперовского спаривания механизм спаривания обусловлен притяжением между электронами, возникающим за счет испускания и поглощения фонона. Также известно, что аналогичный обмен магноном в ферромагнитном металле приводит к отталкиванию для синглетных пар и к притяжению для триплетных пар [2, 3]. Таким образом, ферромагнитный обмен благоприятен для триплетного спаривания, которое было обнаружено в рутенате  $Sr_2RuO_4$  [4, 5]. Антиферромагнетизм, возникающий благодаря спин-волновой неустойчивости при сколь угодно слабом межэлектронном взаимодействии в кристаллах с альтернантными решетками (квадратная решетка в 2D случае, простая кубическая и оцк в 3D случае) благодаря нестингу поверхности Ферми, также порождает отталкивание  $V(\mathbf{q}) > 0$  в куперовском канале за счет обмена магнонами. Однако для 2D квадратной решетки это отталкивание очень неравномерно распределено в пространстве. Действительно, Фурье-образ  $V(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{q}} V(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})$  для квадратной решетки оказывается

положительным (отталкивание) для  $\mathbf{r} = 0$  и  $\mathbf{r} = (\pm 1, \pm 1)$ , но отрицательным

(притяжением) для  $\mathbf{r} = (\pm 1, 0)$  и  $\mathbf{r} = (0, \pm 1)$ . Таким образом, анизотропное притяжение в координатном пространстве за счет обмена антиферромагнитными магнонами порождает анизотропное спаривание с симметрией  $d_{x^2-y^2}$ , обнаруженное в ВТСП купратах (спиновые синглеты с орбитальным моментом  $l = 2$ ). Обычно сверхпроводники с ненулевым моментом пары  $l = 1, 2, \dots$ , относят к классу экзотических сверхпроводников [7].

Анализ фазовых диаграмм активно исследуемым в последнее время разных сверхпроводников: купратов, ферропниктидов, фуллеридов  $C_{53}C_{60}$ , тяжелофермионных соединений  $CeRhIn_5$  [8] показывает наличие антиферромагнитной (АФМ) и сверхпроводящей (СП) фаз для каждого класса сверхпроводников, причем почти для всех имеется перекрытие, т.е. сосуществование АФМ и СП (рис. 1). Уже из одного этого ясно, что магнитный механизм спаривания необходимо рассматривать для объяснения СП в подобных системах.

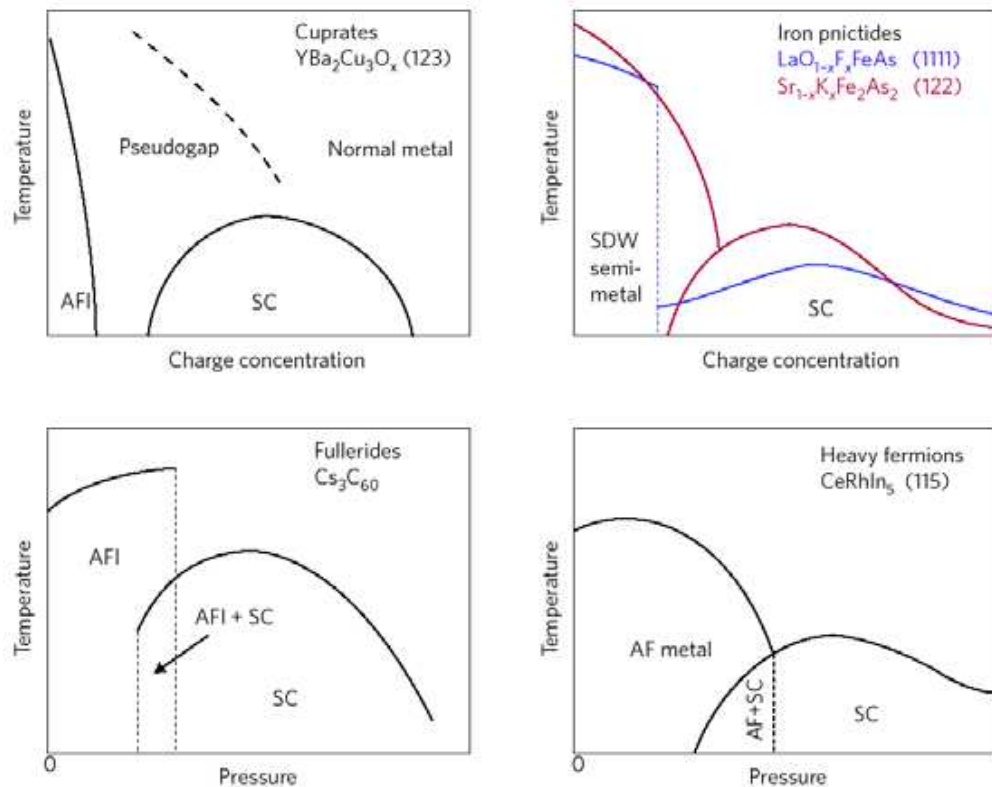


Рис. 1. Фазовые диаграммы некоторых классов сверхпроводников в координатах “температура – концентрация носителей” и “температура – давление”.

### 1. ЭФФЕКТИВНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ В ФЕРРОМАГНИТНОМ МЕТАЛЛЕ

Рассмотрим зонный ферромагнетик, электронный спектр в котором расщеплен по проекции спина [9]

$$\varepsilon_\sigma(\mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{k}) - 2\sigma J(0)R, \quad (1)$$

где  $\varepsilon(\mathbf{k})$  есть хартри-фоковская зонная энергия в парамагнитной фазе,  $J(0)$  - Фурье образ обменного интеграла  $J(q)$  при  $q=0$ ,  $R \equiv \langle S^z \rangle = (\langle n_+ \rangle - \langle n_- \rangle)/2$  - величина намагниченности на атом,  $\sigma = \pm 1/2$ . Эффективное взаимодействие между электронами, обусловленное обменом магноном с законом дисперсии  $\omega(\mathbf{q})$ , может быть записано в виде [1]

$$H^{(m)} = - \sum_{\mathbf{k}\mathbf{p}\mathbf{q}\sigma} J^2(\mathbf{q}) \frac{\omega^2(\mathbf{q})}{[\varepsilon_-(\mathbf{k}) - \varepsilon_+(\mathbf{k} + \mathbf{q})]} c_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma}^+ c_{\mathbf{p}-\mathbf{q},\bar{\sigma}}^+ c_{\mathbf{p}\sigma} c_{\mathbf{k}\bar{\sigma}}. \quad (2)$$

Здесь  $\bar{\sigma} \equiv -\sigma$ . При упругом рассеянии  $|\varepsilon_-(\mathbf{k}) - \varepsilon_+(\mathbf{k} + \mathbf{q})| < \omega(\mathbf{q})$  и взаимодействие (2) приводит к отталкиванию для пары электронов с противоположными спинами. В работе [10] было показано, что для пары с моментом  $l$  величина сверхпроводящей щели определяется составляющей  $V_l$  в разложении матричного элемента взаимодействия  $V_{\mathbf{k}\mathbf{p}}$  по полиномам Лежандра  $P_l$ :

$$V_{\mathbf{k},\mathbf{p}} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) V_l P_l(\cos \theta). \quad (3)$$

Здесь  $\theta$  есть угол между векторами  $\mathbf{k}, \mathbf{p}$ .

Заметим, что обычный оператор рождения  $b_{\mathbf{k}}^+ = c_{\mathbf{k}\uparrow}^+ c_{-\mathbf{k}\downarrow}^+$  куперовской пары с  $S_z = 0$  не обладает определенными значениями спина  $S = 0$  или  $S = 1$ . Операторы рождения синглетных (триплетных) пар имеют вид [11]

$$B_{\mathbf{k}}^{+,S,T} = (b_{\mathbf{k}}^+ \pm b_{-\mathbf{k}}^+) / \sqrt{2}. \quad (4)$$

Для синглетных пар  $B_{-\mathbf{k}}^{+,S} = B_{\mathbf{k}}^{+,S}$ , а для триплетных пар  $B_{-\mathbf{k}}^{+,T} = -B_{\mathbf{k}}^{+,T}$ . Триплетные пары с  $S_z = \pm 1$  не могут обмениваться магнонами, поскольку при таком обмене переворачиваются спины электронов, как видно из (2). В терминах синглетных и триплетных операторов взаимодействие (2) может быть записано в виде

$$H^{(m)} = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{p}} (F_{\mathbf{k},\mathbf{p}} B_{\mathbf{p}}^{+,S} B_{\mathbf{k}}^S + R_{\mathbf{k},\mathbf{p}} B_{\mathbf{p}}^{+,T} B_{\mathbf{k}}^T), \quad (5)$$

где

$$\left. \begin{array}{l} F_{\mathbf{k},\mathbf{p}} \\ R_{\mathbf{k},\mathbf{p}} \end{array} \right\} = V_{\mathbf{k},-\mathbf{p}} + V_{-\mathbf{k},\mathbf{p}} \pm (V_{\mathbf{k},\mathbf{p}} + V_{-\mathbf{k},-\mathbf{p}})$$

$$\text{и } V_{\mathbf{k},\mathbf{p}} = -J^2(\mathbf{q})\omega^2(\mathbf{q})/[\varepsilon_-(\mathbf{k}) - \varepsilon_+(\mathbf{p})]^2 - \omega^2(\mathbf{q}).$$

В результате синглетное спаривание  $F_{\mathbf{k},\mathbf{p}} = 4V_0$ , а триплетное  $R_{\mathbf{k},\mathbf{p}} = -12V_1 \cos \theta$ , где  $V_0$  и  $V_1$  есть коэффициенты разложения (3). Таким образом, отталкивательное взаимодействие (все  $V_i > 0$ ) дает отталкивание в синглетном канале и притяжение в триплетном канале.

## 2. СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В СПИНОВОМ ПОЛУМЕТАЛЛЕ

Другой фактор, препятствующий синглетной сверхпроводимости в ферромагнитном металле – это раздвижка зон (1) и поверхностей Ферми для разных спиновых проекций. Однако для триплетной сверхпроводимости это обстоятельство не мешает спариванию, а обмен маггнонами к тому же усиливает обычный фононный механизм спаривания. Триплетное спаривание обсуждалось в работах [10, 12, 13].

Рассмотрим насыщенный ферромагнетик при  $T = 0$ , у которого  $R = +1/2$ . Это означает, что щель Стонера  $\Delta^{(m)} = J(0)R$  настолько велика, что на уровне Ферми находятся только электроны со спином вверх. Для электронов со спином вниз плотность состояний на уровне Ферми  $N_-(\varepsilon_F) = 0$ . В современной литературе такие состояния называют half-metal (в русскоязычной литературе адекватный термин – спиновый полуметалл [14]). Так как все электроны имеют спин  $\sigma = +1/2$ , то возможно образование только триплетной пары с  $S_z = +1$ , и единственным механизмом спаривания является фононный.

Основным состоянием такого спинового полуметалла будет ферромагнитное сверхпроводящее состояние с волновой функцией типа БКШ

$$|\Psi_0\rangle = \prod_{\mathbf{k}} (u_{\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\uparrow}^+ c_{-\mathbf{k}\downarrow}^+) |0\rangle. \quad (6)$$

Легко проверяется, что состояние (6) является собственной функцией оператора  $\hat{S}^z = \sum_{\mathbf{k}} (\hat{n}_{\mathbf{k}\uparrow} - \hat{n}_{\mathbf{k}\downarrow})/2$  с ненулевым собственным значением. Здесь  $u_{\mathbf{k}}$  и  $v_{\mathbf{k}}$  - стандартные  $u, v$ -коэффициенты Боголюбова.

Спиновые флуктуации в ферромагнетике, как известно, распространяются в виде спиновых волн. Оператор рождения спиновой волны в зонном ферромагнетике равен  $b_{\mathbf{q}}^+ = \sum_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\downarrow}^+ c_{\mathbf{k}\uparrow}$ . В случае триплетного сверхпроводящего ферромагнетика наличие бозе-конденсата  $\langle c_{\mathbf{k}\uparrow}^+ c_{-\mathbf{k}\uparrow}^+ \rangle \neq 0$  приводит к подмешиванию парных флуктуаций к спин-волновым. В результате, коллективное возбуждение ищем в виде [1]

$$A_{\mathbf{q}}^+ = \sum_{\mathbf{k}} (f_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\downarrow}^+ c_{\mathbf{k}\uparrow} + g_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\downarrow}^+ c_{-\mathbf{k}\uparrow}^+). \quad (7)$$

Здесь  $f_{\mathbf{k}}$  и  $g_{\mathbf{k}}$  - соответствующие амплитуды. В приближении хаотических фаз уравнение движения для амплитуд  $f_{\mathbf{k}}$  и  $g_{\mathbf{k}}$  образуют систему уравнений, из условия разрешимости которой получаем дисперсионное уравнение для спиновых волн

$$\det \left\| \hat{I} + J \left( \hat{\Pi}^{(m)}(\mathbf{q}, \omega) + \hat{\Pi}^{(s)}(\mathbf{q}, \omega) \right) \right\| = 0, \quad (8)$$

где  $\hat{\Pi}^{(m)}$  и  $\hat{\Pi}^{(s)}$  есть матричные поляризационные операторы, обусловленные нормальными и аномальными компонентами электронных функций Грина. Их явный вид приведен в [1].

В отсутствие сверхпроводимости  $\Pi^{(s)} = 0$  и из уравнения (8) следует обычное для зонной теории дисперсионное уравнение, решение которого в длинноволновом пределе  $q \rightarrow 0$  имеет вид

$$\omega(\mathbf{q}) = \frac{q^2}{2m} \left( 1 - \frac{4}{3} E^+ / \varepsilon_F \right). \quad (9)$$

Здесь  $E^+$  есть средняя энергия электронов со спином  $\sigma = +1/2$ . Этот спектр безактивационный ( $\omega(0) = 0$ ) в соответствии с теоремой Голдстоуна. Как и для гейзенберговского ферромагнетика, закон дисперсии квадратичен по волновому вектору.

В сверхпроводящем состоянии с  $\Delta_s \neq 0$  при  $q = 0$  находим решение дисперсионного уравнения (8) в виде

$$\omega_0 \approx -\Delta_s^2 / 6\varepsilon_F, \quad (10)$$

что равно энергии связи сверхпроводника, то есть разности свободных энергий  $F_S - F_N$ . Понижение энергии по сравнению с нормальной ферромагнитной фазой, где  $\omega(0) = 0$ , как раз и обусловлено выигрышем в энергии за счет сверхпроводящего упорядочения. При  $q \neq 0$  возникают квадратичные поправки  $\sim q^2$  к энергии магнона, причем перенормировка спиновой жесткости (коэффициента перед  $q^2$ ) мала)  $\sim \omega_D / \varepsilon_F$ .

Триплетная сверхпроводимость обнаружена в слоистых рутенатах,  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  [4], структура которого идентична  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ . Сверхпроводимость имеет место в  $\text{RuO}_2$  слоях. Еще в старых работах [13, 15] отмечалось, что из-за антисимметрии триплетной волновой функции при пространственной инверсии рассеяние электронов на дефектах и границах образца будет подавлять сверхпроводимость. Действительно, максимальная  $T_c$  в рутенатах сильно зависит от степени совершенства образцов и не превышает 1,5 К. В рутенатах нет дальнего ферромагнитного порядка, хотя, ближний ферромагнитный порядок не мал [5]. В связи с этим для описания сверхпроводимости в них была предложена  $t - J - I$  модель [16, 17].

### 3. СОСУЩЕСТВОВАНИЕ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА И СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В РУТЕНОКУПРАТАХ

Рутенкупраты  $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$  представляют собой природные наногетероструктуры с чередующимися слоями  $\text{RuO}_2$  и двойными  $\text{CuO}_2$  слоями, разделенными диэлектрическими прослойками. При понижении температуры ниже  $T_c^{(m)}=133$  К возникает ферромагнитное состояние, а ниже  $T_c^{(s)}=46$  К формируется сверхпроводимость [18]. Очень быстро выяснилось, что сверхпроводимость реализуется в  $\text{CuO}_2$ -слоях, а ферромагнетизм – в  $\text{RuO}_2$  слоях. В связи с этим  $t-J-I$ -модель с антиферромагнитным взаимодействием  $J$  в  $\text{CuO}_2$  слое и ферромагнитным  $I$  в  $\text{RuO}_2$  слое позволила не только объяснить природу сосуществования ферромагнетизма и сверхпроводимости в рутенкупратах, но и объяснить, почему небольшое изменение параметров позволяет  $\text{RuO}_2$  слою упорядочиться ферромагнитно в рутенкупратах и оставаться немагнитным в рутенате  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  [19]. В то же время  $\text{SrRuO}_3$  является ферромагнетиком с  $T_c=165$  К.

### 4. МНОГОЧАСТИЧНЫЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ КОРРЕЛЯЦИИ В ФЕРРОМАГНИТНОМ МЕТАЛЛЕ

В ненасыщенном ферромагнетике с  $R < 1/2$  электронные состояния с обеими проекциями спина формируют свои поверхности Ферми (рис. 2). В синглетном канале сверхпроводящего спаривания эффективное взаимодействие определяется разностью фононного притяжения и магнного отталкивания,  $V = V_0^{ph} - V_0^m$ . Пусть параметры таковы, что  $V > 0$ , то есть магныны ослабили, но не уничтожили фононный механизм. При большой раздвижке поверхностей Ферми с разными спинами, когда щель Стонера  $J(0)R$  больше критического магнитного поля  $\mu_B H_c$ , пары разрушаются по той же причине, что и сильном магнитном поле.

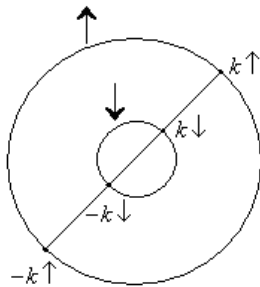


Рис. 2. Четырехчастичная тетрада с нулевым спином и импульсом.

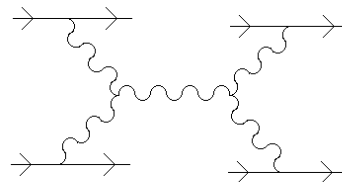


Рис. 3. Четырехчастичные корреляции, приводящие к притяжению в тетрадах.

Возможная сверхпроводимость в таких системах, где парные корреляции подавлены, была рассмотрена в [1] за счет четырехэлектронных корреляций. В этом

случае сверхпроводимость может описываться как бозе-конденсат не куперовских пар, а тетрад с нулевым суммарным импульсом и спином (рис. 2). Оператор рождения тетрады

$$B_{\mathbf{k}}^+ = c_{\mathbf{k},\downarrow}^+ c_{-\mathbf{k},\uparrow}^+ c_{\mathbf{k},\uparrow}^+ c_{-\mathbf{k},\downarrow}^+.$$

Четырехэлектронные корреляции появляются в четвертом порядке по электрон-фононному взаимодействию, а также за счет антармонизма в фонон-фононном и электрон-фононном взаимодействии. На рис. 3 показана одна из диаграмм, где комбинация электрон-фононного и фонон-фононного взаимодействий приводит к притяжению внутри тетрады. Понятно, что соответствующие константы эффективного взаимодействия будут очень малы, поэтому  $T_c$  за счет бозе-конденсации тетрад не может быть велико.

Интересно, что совсем недавно первые экспериментальные указания на вклад в сверхпроводимость четырехчастичных образований с зарядом  $4e$  были получены при исследовании купратов [20].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Старая проблема сосуществования магнетизма и сверхпроводимости за последние годы получила существенное развитие благодаря открытию новых классов сверхпроводников. Мы не обсуждали здесь ферропниктиды и тяжелофермионные сверхпроводники. Что касается ВТСП купратов, то сейчас стала ясна важная роль ближнего антиферромагнитного порядка в формировании электронной структуры нормальной фазы [21] и механизма сверхпроводимости. Учет одновременно магнитного и фононного механизмов позволил описать изотоп-эффект и привел к выводу о том, что оба механизма дают одинаковые вклады в критическую температуру [22].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 09-02-00127.

### Список литературы

1. Кузьмин Е.В. Модель сверхпроводящего ферромагнетика / Кузьмин Е.В., Овчинников С.Г. // Красноярский госуниверситет, 1972 г.
2. Ахиезер А.И. О взаимодействии между электронами проводимости в ферромагнетиках / Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 36. – С. 859.
3. Вонсовский С.В. Электронная теория переходных металлов / Вонсовский С.В., Изюмов Ю.А. // УФН. – 1962. – Ч. I, Т. 77. № 3. – С. 377.
4. Maeno Y. Superconductivity in a Layered Perovskite without Copper / Maeno Y., Hashimoto H., Yoshida K. et al. // Nature. – 1994. – V. 372. – P. 532–534.
5. Овчинников С.Г. Экзотическая сверхпроводимость и магнетизм в рутенатах / Овчинников С.Г. // УФН. – 2003. – Т. 173. – С. 27.
6. Козлов А.Н. О фазовом переходе металл-диэлектрик двухвалентный кристалл / Козлов А.Н., Максимов Л.А. // ЖЭТФ. – 1965. – Т. 48. – С. 1184.
7. Минеев В.П. Введение в теорию необычной сверхпроводимости / Минеев В.П., Самохин К.В. // Москва. Изд-во МФТИ, 1998 г.
8. Chu C.W. High-temperature superconductivity: Alive and kicking / Chu C.W. // Nature Phys. – 2009. – V. 5. – P. 787.

9. Кузьмин Е.В. Физика магнитоупорядоченных веществ / Кузьмин Е.В., Петраковский Г.А., Завадский Э.А. // Наука, Новосибирск, 1976 г.
10. Горьков Л.П. Сверхтекучесть в ферми-системе при наличии пар с неравным нулю моментом / Горьков Л.П., Галицкий В.М. // ЖЭТФ. – 1961. – Т. 40. – С. 1124.
11. Вонсовский С.В. О сверхпроводимости электронной системы с синглетными и триплетными парами / Вонсовский С.В., Свирский М.С. // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 46. № 5. – С. 1619.
12. Anderson P.W. Generalized Bardeen–Cooper–Schrieffer states and the proposed low-temperature phase of liquid He3 / Anderson P.W., Morel P. // Phys. Rev. – 1961. – V. 123. – P. 1971.
13. Balian R. Superconductivity with Pairs in a Relative p Wave / Balian R., Werthamer N.R. // Phys. Rev. – 1963. – V. 131. – P. 1533.
14. Ирхин В.Ю. Полуметаллические ферромагнетики / Ирхин В.Ю., Кацнельсон М.И. // УФН. – 1994. – Т. 164. – С. 705.
15. Ларкин А.И. Векторное спаривание в сверхпроводниках малых размеров / Ларкин А.И. // Письма в ЖЭТФ. – 1965. – Т. 2, № 3. – С. 205.
16. Кузьмин Е.В. Сверхпроводимость сильно коррелированных оксидов меди и рутения в рамках  $t$ - $J$ - $I$  модели / Кузьмин Е.В., Овчинников С.Г., Бакланов И.О. // ЖЭТФ. – 1999. – Т. 116. – С. 655.
17. Kuzmin E.V. Comparison of superconductivity in  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  and copper oxides / Kuzmin E.V., Ovchinnikov S.G., Baklanov I.O. // Phys. Rev. B. – 2000. – V. 61, N. 22. – P. 153992-153997.
18. Bernhard C. Coexistence of Ferromagnetism and Superconductivity in the Hybrid Ruthenate-Cuprate Compound  $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$  Studied by Muon Spin Rotation and dc Magnetization / Bernhard C. // Phys. Rev. B. – 1999. – V. 59. – P. 14099.
19. Кузьмин Е.В. Микроскопическая модель сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма в гибридном рутенатно-купратном оксиде  $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$  / Кузьмин Е.В., Овчинников С.Г., Бакланов И.О., Горячев Е.Г. // ЖЭТФ. – 2000. – Т. 118. № 8. – С. 404-413.
20. Berg E. Charge-4e superconductivity from pair-density-wave order in certain high-temperature superconductors / Erez Berg<sup>1</sup>, Eduardo Fradkin<sup>2</sup> & Steven A. Kivelson // Nature Phys. – 2009. – V. 5. – P. 830-833.
21. Овчинников С.Г. Квантовые фазовые переходы Лифшица и перестройка ферми-поверхности с изменением концентрации дырок в высокотемпературных сверхпроводниках / Овчинников С.Г., Коршунов М.М., Шнейдер Е.И. // ЖЭТФ. – 2009. – Т. 136. – С. 898-909.
22. Шнейдер Е.И. Изотопический эффект в модели сильно коррелированных электронов, учитывающий магнитный и фононный механизмы сверхпроводящего спаривания. / Шнейдер Е.И., Овчинников С.Г. // ЖЭТФ. – 2009. – Т. 136, Вып. 6(12). – С. 1177-1182.

**Кузьмін Є.В.** Проблема співіснування магнетизму і надпровідності / **Є.В. Кузьмін, С.Г. Овчинников** // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізика. – 2009. – Т. 22(61), № 1. – С. 21-28.

Проблема співіснування магнетизму і надпровідності обговорюється у зв'язку з екзотичною надпровідністю в купратах, рутенатах, ферропніктидах. Знайдено електронні та спин-хвильові спектри в моделі ферромагнітного надпровідника.

**Ключові слова:** надпровідність, ферромагнетизм, антиферромагнетизму.

**Kuz'min E.V.** Problem of coexistence of magnetism and superconductivity / **E.V. Kuz'min, S.G. Ovchinnikov** // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University – Series: Physics. – 2009. – Vol. 22(61), No. 1. – P. 21-28.

The problem of magnetism and superconductivity coexistence is discussed in connection with exotic superconductivity in cuprates, ruthenates, and ferropnictides. Electron and spin-wave spectra are obtained in the ferromagnetic superconductor model.

**Key words:** superconductivity, ferromagnetism, antiferromagnetism.

*Поступила в редакцію 10.11.2009 г.*