Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 7, с. 512 – 517

Сосуществование киральной сверхпроводимости и неколлинеарного магнитного порядка в ансамбле фермионов Хаббарда на треугольной решетке

В. В. Вальков[1], А. О. Злотников

Институт физики им. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 3 июня 2016 г.
После переработки 24 августа 2016 г.

Для системы сильно коррелированных электронов на треугольной решетке продемонстрирована возможность реализации фазы сосуществования сверхпроводимости с киральным типом симметрии параметра порядка и 120-градусного неколлинеарного спинового упорядочения. Интегральное уравнение самосогласования для сверхпроводящего параметра порядка получено методом диаграммной техники для операторов Хаббарда при учете спиновой структуры, обменного взаимодействия в пределах двух координационных сфер, а также межузельного кулоновского отталкивания.

DOI: 10.7868/S0370274X16190085

1. Введение. В последнее время активизировались исследования, связанные с изучением возможности реализации спиральных магнитных структур в сильно коррелированных материалах [1]. Новый всплеск интереса к таким исследованиям был инициирован работой [2], в которой было высказано предположение о реализации майорановской моды, если сверхпроводящая фаза с киральным параметром порядка на треугольной решетке сосуществует с неколлинеарным магнитным упорядочением. Следует, однако, отметить, что в [2] не анализировался вопрос о том, действительно ли предложенная магнитная структура допускает сосуществование с киральной сверхпроводимостью. Учитывая актуальность майорановской тематики, такой анализ представляется необходимым, тем более, что, как будет показано в нашей работе, интегральные уравнения самосогласования для кирального сверхпроводящего параметра порядка не удовлетворяются для предложенной в [2] магнитной структуры. Поэтому представляется особенно важным найти такой тип неколлинеарного магнитного упорядочения, для которого киральная сверхпроводящая фаза удовлетворяет условиям сосуществования, т.е. киральный параметр порядка действительно удовлетворяет уравнениям самосогласования. Такая задача составляет основное содержание работы.

Считается, что киральная сверхпроводящая фаза может реализовываться в интеркалированных водой кобальтитах натрия $\mathrm{Na}_x\mathrm{CoO}_2 \cdot y\mathrm{H}_2\mathrm{O}$, проводящие слои которых имеют треугольную решетку. Первые теоретические работы на основе $t{-}J$-модели для треугольной решетки предсказывали киральный $d_{x^2-y^2}+id_{xy}$-тип симметрии параметра порядка, или триплетный p-тип [3, 4]. Для этих двух типов симметрии сверхпроводящая щель открывалась на всей поверхности Ферми. Это противоречило экспериментам на основе ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР). Поэтому были высказаны предположения о реализации в данных соединениях сверхпроводимости с другими типами симметрии [5–7]).

Возникшее противоречие было снято в [8], где было показано, что учет спаривательного взаимодействия во второй координационной сфере треугольной решетки индуцирует систему нодальных точек, расположенных внутри зоны Бриллюэна, даже для сверхпроводящего параметра порядка $d_{x^2-y^2}+id_{xy}$-типа симметрии. Это устраняло стоявшую проблему между предпочтительностью реализации киральной сверхпроводящей фазы на треугольной решетке и данными эксперимента о наблюдении бесщелевой сверхпроводимости в натриевых кобальтитах. В дальнейшем в рамках $t{-}J_1{-}J_2{-}V$-модели для треугольной решетки было показано, что учет обменного взаимодействия как в первой, так и во второй координационных сферах при наличии межузельного кулоновского отталкивания между ближайшими соседями приводит к формированию новой системы нодальных точек [9].

В данной работе в рамках $t{-}J_1{-}J_2{-}V$-модели на треугольной решетке методом диаграммной техни-

[1]e-mail: vvv@iph.krasn.ru

ки для операторов Хаббарда [10–12] выведено интегральное уравнение, определяющее куперовскую неустойчивость при учете неколлинеарного спинового упорядочения. Анализ этого уравнения показал возможность реализации фазы сосуществования киральной сверхпроводимости и 120-градусной спиновой структуры. При этом учет межузельного кулоновского отталкивания фермионов на ближайших узлах привел к формированию кирального сверхпроводящего параметра порядка, описываемого суперпозицией двух синглетных и одного триплетного инвариантов. Отмечено, что для страйповой структуры спинового упорядочения [2] фаза сосуществования реализуется также, однако сверхпроводящий параметр порядка не соответствует киральной симметрии треугольной решетки.

Проведенное рассмотрение куперовской неустойчивости в режиме сильных электронных корреляций содержит две особенности. Одна из них связана с использованием операторов Хаббарда, для которых коммутационные соотношения не являются фермиевскими. В результате этого в системе реализуется кинематическое взаимодействие, а диаграммы содержат концевые множители [10–14]. Учет последних привел к дополнительному вкладу в спектр фермиевских возбуждений в неколлинеарной фазе и проявился при расчетах концентрационной зависимости температуры перехода в фазу сосуществования киральной сверхпроводимости и неколлинеарного спинового упорядочения. Вторая особенность связана с рассмотрением хаббардовских фермионов, соответствующих верхней хаббардовской подзоне, формирование которой обусловлено сильными корреляциями. Представленные результаты показывают, что при определении условий реализации майорановских мод на треугольной решетке важную роль будет играть не только тип спинового упорядочения, но и учет сильных электронных корреляций.

2. Функции Грина и спектр возбуждений при неколлинеарном спиновом упорядочении. Решение задачи о фазе сосуществования киральной сверхпроводимости и неколлинеарного магнитного упорядочения проведем на основе $t-J_1-J_2-V$-модели, в которой электронные состояния соответствуют верхней хаббардовской подзоне:

$$H = \sum_{f\sigma}(\varepsilon-\mu)X_f^{\sigma\sigma} + \sum_f (2\varepsilon + U - 2\mu)X_f^{22} + \\ + \sum_{fm\sigma} t_{fm} X_f^{2\bar\sigma} X_m^{\bar\sigma 2} + \sum_{fm} J_{fm}\left(X_f^{\uparrow\downarrow}X_m^{\downarrow\uparrow} - X_f^{\uparrow\uparrow}X_m^{\downarrow\downarrow}\right) + \\ + \frac{V}{2}\sum_{f\delta} n_f n_{f+\delta}. \qquad (1)$$

Первое и второе слагаемые гамильтониана описывают одно- и двухэлектронные состояния в атомном представлении с затравочными энергиями, отсчитанными от химпотенциала. Третий член гамильтониана описывает перескоки электронов между узлами треугольной решетки. Параметр t_{fm} определяет амплитуду вероятности таких перескоков. Четвертое слагаемое отражает присутствие обменного взаимодействия с параметром J_{fm}. Последнее слагаемое гамильтониана связано с учетом кулоновского взаимодействия между электронами на ближайших узлах с параметром V, оператор числа электронов $n_f = X_f^{\uparrow\uparrow} + X_f^{\downarrow\downarrow} + 2X_f^{22}$.

В дальнейшем предполагается, что реализуется спиновое упорядочение с волновым вектором $\mathbf{Q}$: $\langle \mathbf{S}_f\rangle = M_0\big(\cos(\mathbf{QR}_f), -\sin(\mathbf{QR}_f), 0\big)$.

Для рассмотрения свойств системы как в фазе спирального спинового упорядочения, так и в фазе сосуществования со сверхпроводимостью введем функции Грина [10, 11]:

$$D_{\alpha,\beta}(f\tau; f'\tau') = -\left\langle T_\tau \tilde{X}_f^{\alpha}(\tau)\,\tilde{X}_{f'}^{-\beta}(\tau')\right\rangle, \qquad (2)$$

где $\tilde{X}_f^{\alpha}(\tau)$ – операторы Хаббарда в мацубаровском представлении, $\alpha = \alpha(n,m)$ – корневой вектор [10, 11], определяющий переход из одноузельного состояния с номером m в одноузельное состояние с номером n.

Коллективизированный спектр фермиевских возбуждений определяется полюсами функции Грина $G^{(0)}_{\downarrow 2,\downarrow 2}(\mathbf{p}, i\omega_n)$. Применение диаграммной техники для операторов Хаббарда [10–12] позволяет записать систему уравнений для ее вычисления в графическом виде, представленном на рис. 1.

На графиках рис. 1 двойной тонкой линии с двумя светлыми стрелками соответствует функция $G^{(0)}_{\downarrow 2,\downarrow 2}(\mathbf{p}, i\omega_n)$, описывающая процесс распространения хаббардовского фермиона со спином "вверх", тонким линиям со светлой (спин "вверх") и темной стрелкой (спин "вниз") соответствует затравочный пропагатор $G(i\omega_n) = (i\omega_n - \xi_0)^{-1}$, $\xi_0 = U - \mu + (1 - n/2)J_0 + nV_0$. Волнистые линии со стрелками обозначают фурье-образы интегралов перескоков t_{fm}, а волнистые линии в последнем слагаемом правой части уравнений – фурье-образы обменного взаимодействия J_{fm}. Наличие в системе неколлинеарного спинового упорядочения проявилось в зацеплении функции $G^{(0)}_{\uparrow 2,\downarrow 2}(\mathbf{p}-\mathbf{Q}, \mathbf{p}; i\omega_n)$, описывающей распространение фермиона с изменением проекции спина. Этой функции соответствует двойная тонкая линия с темной и светлой стрелкой, причем выходящий и входящий импульсы различаются на вектор спино-

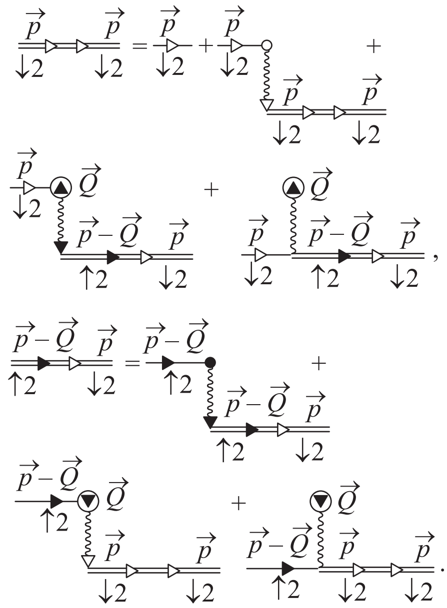

Рис. 1. Система уравнений для коллективизированных фермионных функций Грина при спиральном спиновом упорядочении

вой структуры $\mathbf{Q}$. Происхождение большого темного треугольника, заключенного в окружность, связано с фурье-компонентой структуры спинового упорядочения. Направление такой стрелки определяет добавление, или вычитание вектора структуры $\mathbf{Q}$. Остальные обозначения стандартные [13, 14].

Графической системе соответствуют уравнения

$$(i\omega_n - \xi_{\mathbf{p}})\, G^{(0)}_{\downarrow 2,\downarrow 2} = 1 + R_{\mathbf{p}-\mathbf{Q}} G^{(0)}_{\uparrow 2,\downarrow 2},$$
$$(i\omega_n - \xi_{\mathbf{p}-\mathbf{Q}})\, G^{(0)}_{\uparrow 2,\downarrow 2} = R_{\mathbf{p}} G^{(0)}_{\downarrow 2,\downarrow 2}, \qquad (3)$$

где $R_{\mathbf{p}} = M_0\,(t_{\mathbf{p}} - J_Q)$. Решая эту систему, находим:

$$G^{(0)}_{\downarrow 2,\downarrow 2}(\mathbf{p}; i\omega_n) = \frac{i\omega_n - \xi_{\mathbf{p}-\mathbf{Q}}}{(i\omega_n - \varepsilon_{1\mathbf{p}})(i\omega_n - \varepsilon_{2\mathbf{p}})}, \qquad (4)$$

$$G^{(0)}_{\uparrow 2,\downarrow 2}(\mathbf{p}-\mathbf{Q}, \mathbf{p}; i\omega_n) = \frac{R_{\mathbf{p}}}{(i\omega_n - \varepsilon_{1\mathbf{p}})(i\omega_n - \varepsilon_{2\mathbf{p}})}, \qquad (5)$$

где $\xi_{\mathbf{p}} = \xi_0 + (n/2)t_{\mathbf{p}}$. Две ветви спектра фермиевских возбуждений определяются выражениями:

$$\varepsilon_{1,2\mathbf{p}} = \frac{\xi_{\mathbf{p}} + \xi_{\mathbf{p}-\mathbf{Q}}}{2} \mp \sqrt{\left(\frac{\xi_{\mathbf{p}} - \xi_{\mathbf{p}-\mathbf{Q}}}{2}\right)^2 + R_{\mathbf{p}} R_{\mathbf{p}-\mathbf{Q}}}. \qquad (6)$$

3. Куперовская неустойчивость в фазе неколлинеарного спинового упорядочения. Для нахождения критической температуры перехода в сверхпроводящую фазу и определения симметрии параметра порядка достаточно записать в линейном приближении связь аномальной функции Горькова $F_{2\uparrow,\downarrow 2}(\mathbf{p}; i\omega_n)$ с аномальными компонентами массового оператора. Графическое представление этой связи показано на рис. 2.

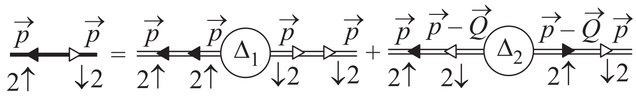

Рис. 2. Линеаризованное представление для функции Горькова

Заключенные в окружности величины Δ_1 и Δ_2 соответствуют аномальным компонентам массового оператора. Аналитическое выражение для входящей в это уравнение функции $G^{(0)}_{2\uparrow,2\uparrow}(\mathbf{p}; i\omega_n)$ (с двумя темными стрелками) может быть получено из выражения для $G^{(0)}_{\downarrow 2,\downarrow 2}(\mathbf{p}; i\omega_n)$, если воспользоваться симметрийными свойствами. Действительно, изменение проекции спина в выражениях для диагональных по спину нормальных функций Грина сопровождается сменой знака вектора $\mathbf{Q}$. Кроме того, непосредственно из определений функций Грина в атомном представлении и их фурье-образов следует соотношение: $G^{(0)}_{2\downarrow,2\downarrow}(\mathbf{p}; i\omega_n) = -G^{(0)}_{\downarrow 2,\downarrow 2}(-\mathbf{p}; -i\omega_n)$. С учетом сказанного находим:

$$G^{(0)}_{2\uparrow,2\uparrow}(\mathbf{p}; i\omega_n) = \frac{i\omega_n + \xi_{\mathbf{p}-\mathbf{Q}}}{(i\omega_n + \varepsilon_{1\mathbf{p}})(i\omega_n + \varepsilon_{2\mathbf{p}})}, \qquad (7)$$

$$G^{(0)}_{2\uparrow,2\downarrow}(\mathbf{p}, \mathbf{p}-\mathbf{Q}; i\omega_n) = -\frac{R_{\mathbf{p}-\mathbf{Q}}}{(i\omega_n + \varepsilon_{1\mathbf{p}})(i\omega_n + \varepsilon_{2\mathbf{p}})}. \qquad (8)$$

Принимая во внимание полученные выражения, находим линеаризованное соотношение между аномальной функцией Грина и аномальными компонентами массового оператора ($F = F_{2\uparrow,\downarrow 2}(\mathbf{p}; i\omega_n)$):

$$F = \frac{\left[(i\omega_n)^2 - (\xi_{\mathbf{p}-\mathbf{Q}})^2\right]\Delta_1(\mathbf{p}) - R_{\mathbf{p}} R_{\mathbf{p}-\mathbf{Q}} \Delta_2(\mathbf{p}-\mathbf{Q})}{\left[(i\omega_n)^2 - (\varepsilon_{1\mathbf{p}})^2\right]\left[(i\omega_n)^2 - (\varepsilon_{2\mathbf{p}})^2\right]}. \qquad (9)$$

Графическое представление для $\Delta_1(\mathbf{p})$ приведено на рис. 3. Видно, что кроме рассмотренной выше аномальной функции $F_{2\uparrow,\downarrow 2}(\mathbf{p}; i\omega_n)$ в выражение входит аномальная функция $F_{2\downarrow,\uparrow 2}(\mathbf{p}; i\omega_n)$. Ее явный вид можно найти, воспользовавшись отмеченными выше свойствами симметрии. В результате получаем: $F_{2\downarrow,\uparrow 2}(\mathbf{p}; i\omega_n) = -F_{2\uparrow,\downarrow 2}(-\mathbf{p}; -i\omega_n)$. Записав графическое представление для $\Delta_2(\mathbf{p})$ и учтя симметрийные соотношения, получим, что: $\Delta_2(\mathbf{p}) = -\Delta_1(-\mathbf{p})$. Использование этих свойств, а также явных выражений для нормальных функций Грина, позволяет, после проведения суммирования по мацубаровским ча-

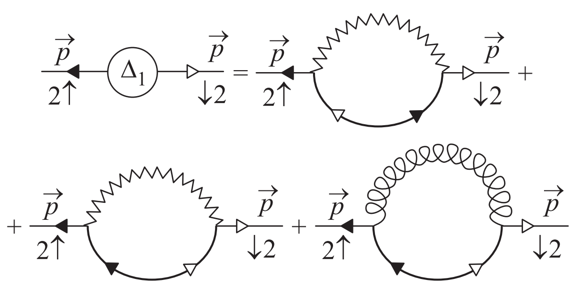

Рис. 3. Диаграммы для аномальной компоненты массового оператора $\Delta_1(\mathbf{p})$

стотам, получить интегральное уравнение для сверхпроводящего параметра порядка

$$\Delta_1(\mathbf{p}) = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}} \Phi(\mathbf{p},\mathbf{q})\Delta_1(\mathbf{q}), \tag{10}$$

где ядро определяется выражением:

$$\Phi(\mathbf{p},\mathbf{q}) = \sum_{\lambda=1}^{2}\Bigg\{ \left[(J_{\mathbf{p+q}} + J_{\mathbf{p-q}} - V_{\mathbf{p-q}})\left(\varepsilon^2_{\lambda\mathbf{q}} - \xi^2_{\mathbf{q-Q}}\right) + \right.$$
$$+ \left. (J_{\mathbf{p+q-Q}} + J_{\mathbf{p-q+Q}} - V_{\mathbf{p+q-Q}})\, R_{\mathbf{q}} R_{\mathbf{q-Q}}\right] \times$$
$$\times \frac{(-1)^{\lambda}\tanh\left(\varepsilon_{\lambda\mathbf{q}}/2T\right)}{2\varepsilon_{\lambda q}\left(\varepsilon^2_{2\mathbf{q}} - \varepsilon^2_{1\mathbf{q}}\right)}\Bigg\}.$$

Наличие неколлинеарного спинового упорядочения проявилось в появлении в ядре интегрального уравнения для сверхпроводящего параметра порядка слагаемого, содержащего произведение $R_{\mathbf{q}}R_{\mathbf{q-Q}}$.

4. Влияние вида неколлинеарного магнитного упорядочения на реализацию киральной сверхпроводимости. Точное решение интегрального уравнения (10), когда нет спинового упорядочения, соответствует $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$-типу симметрии и записывается в виде суперпозиции двух киральных инвариантов [9]:

$$\Delta_{2\mathbf{p}} = 2\Delta_{21}\phi_{21}(\mathbf{p}) + 2\Delta_{22}\phi_{22}(\mathbf{p}), \tag{11}$$

где

$$\phi_{21}(\mathbf{p}) = \cos(p_2) + e^{i2\pi/3}\cos(p_1) + e^{i4\pi/3}\cos(p_1+p_2), \tag{12}$$
$$\phi_{22}(\mathbf{p}) = \cos(2p_1+p_2) + e^{i2\pi/3}\cos(2p_2+p_1) + $$
$$+ e^{i4\pi/3}\cos(p_1-p_2). \tag{13}$$

При наличии волны спиновой плотности в сверхпроводниках, как известно [15], наряду с синглетными спариваниями, могут индуцироваться и триплетные аномальные амплитуды. Это обусловлено нарушением симметрии по отношению к инверсии времени в магнитоупорядоченном состоянии и проявляется посредством примешивания триплетных инвариантов.

Соответственно сказанному, для 120-градусного магнитного упорядочения с $\mathbf{Q} = (Q,Q)$, $Q = 2\pi/3$ решение интегрального уравнения самосогласования (10) представляется линейной суперпозицией трех киральных инвариантов:

$$\Delta_1(\mathbf{p}) = 2\Delta_{21}\phi_{21}(\mathbf{p}) + 2\Delta_{22}\phi_{22}(\mathbf{p}) + 2\Delta_{11}\phi_{11}(\mathbf{p}), \tag{14}$$

где базисная функция

$$\phi_{11}(\mathbf{p}) = \sin(p_2) + e^{i\pi/3}\sin(p_1+p_2) + e^{i2\pi/3}\sin(p_1)$$

соответствует киральному p-типу симметрии для треугольной решетки. Подчеркнем, что триплетный инвариант индуцируется только в том случае, если при неколлинеарном магнитном упорядочении включаются межузельные кулоновские взаимодействия. Без них $\Delta_1(\mathbf{p})$ в фазе сосуществования сверхпроводимости и 120-градусного магнитного порядка определяется выражением (11).

Расщепленность ядра интегрального уравнения позволяет получить систему трех линейных алгебраических уравнений для определения соотношений между амплитудами в $\Delta_1(\mathbf{p})$:

$$\begin{aligned} (1-A_{21})\Delta_{21} - A_{22}\Delta_{22} - A_{11}\Delta_{11} &= 0,\\ -B_{21}\Delta_{21} + (1-B_{22})\Delta_{22} - B_{11}\Delta_{11} &= 0,\\ C_{21}\Delta_{21} + C_{22}\Delta_{22} + (1+C_{11})\Delta_{11} &= 0. \end{aligned} \tag{16}$$

Коэффициенты этой системы уравнений определяются следующим образом:

$$A_{ij} = \left(J_1 - \frac{V}{2}\right)\frac{2}{N}\sum_{\mathbf{q}\lambda}\frac{\phi_{ij}(\mathbf{q})\tanh\left(\varepsilon_{\lambda\mathbf{q}}/2T\right)}{\varepsilon_{\lambda\mathbf{q}}\left[\varepsilon^2_{\lambda\mathbf{q}} - \varepsilon^2_{\lambda'\mathbf{q}}\right]} \times$$
$$\times\left\{\cos(q_2)\left[\varepsilon^2_{\lambda\mathbf{q}} - \xi^2_{\mathbf{q-Q}}\right] + \cos(q_2-Q)R_{\mathbf{q}}R_{\mathbf{q-Q}}\right\}, \tag{17}$$

$$B_{ij} = J_2\frac{2}{N}\sum_{\mathbf{q}\lambda}\frac{\phi_{ij}(\mathbf{q})\cos(2q_1+q_2)\tanh\left(\varepsilon_{\lambda\mathbf{q}}/2T\right)}{\varepsilon_{\lambda\mathbf{q}}\left[\varepsilon^2_{\lambda\mathbf{q}} - \varepsilon^2_{\lambda'\mathbf{q}}\right]} \times$$
$$\times\left\{\left[\varepsilon^2_{\lambda\mathbf{q}} - \xi^2_{\mathbf{q-Q}}\right] + R_{\mathbf{q}}R_{\mathbf{q-Q}}\right\}, \tag{18}$$

$$C_{ij} = V\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}\lambda}\frac{\phi_{ij}(\mathbf{q})\tanh\left(\varepsilon_{\lambda\mathbf{q}}/2T\right)}{\varepsilon_{\lambda\mathbf{q}}\left[\varepsilon^2_{\lambda\mathbf{q}} - \varepsilon^2_{\lambda'\mathbf{q}}\right]} \times$$
$$\times\left\{\sin(q_2)\left[\varepsilon^2_{\lambda\mathbf{q}} - \xi^2_{\mathbf{q-Q}}\right] - \sin(q_2-Q)R_{\mathbf{q}}R_{\mathbf{q-Q}}\right\}. \tag{19}$$

Здесь $\lambda' \neq \lambda$.

Если спиновая структура характеризуется вектором $\mathbf{Q} = (Q,0)$, то, как показал проведенный анализ, куперовская неустойчивость также имеет место, однако $\Delta_1(\mathbf{p})$ определяется более сложным выражением:

$$\tilde{\Delta}_1(\mathbf{p}) =$$
$$= 2\tilde{\Delta}_{21}\left[\cos(p_2) + a_1 \cdot \cos(p_1) + a_2 \cdot \cos(p_1 + p_2)\right] +$$
$$+ 2\tilde{\Delta}_{22}\left[\cos(2p_1 + p_2) + b_1 \cdot \cos(2p_2 + p_1) +\right.$$
$$\left. + b_2 \cdot \cos(p_1 - p_2)\right] +$$
$$+ 2\tilde{\Delta}_{11}\left[\sin(p_2) + c_1 \cdot \sin(p_1 + p_2) + c_2 \cdot \sin(p_1)\right].$$

При этом входящие сюда коэффициенты a_i, b_i и c_i определяются не только свойствами симметрии треугольной решетки, но и в существенной степени зависят от параметров модели.

Эти особенности сверхпроводящего параметра порядка в фазе сосуществования сверхпроводимости и неколлинеарного магнитного упорядочения будут существенно влиять на условия реализации майорановских мод.

Известно, что для треугольной решетки в гейзенберговском режиме при $J_2/J_1 < 1/8$ выгодным становится 120-градусное неколлинеарное магнитное упорядочение [16, 17]. Имея это ввиду, в дальнейшем будет рассмотрена фаза сосуществования с неколлинеарным магнитным упорядочением $\mathbf{Q} = (Q, Q)$.

5. Концентрационная зависимость температуры перехода в фазу сосуществования. Уравнение для определения температуры перехода в фазу сосуществования 120-градусного магнитного порядка и сверхпроводимости следует из условия совместности системы (16):

$$[(1 - A_{21})(1 - B_{22}) - A_{22}B_{21}](1 + C_{11}) +$$
$$+ A_{11}[B_{21}C_{22} + (1 - B_{22})C_{21}] +$$
$$+ B_{11}[A_{22}C_{21} + (1 - A_{21})C_{22}] = 0. \quad (20)$$

При анализе этого уравнения существенным является учет межузельного кулоновского взаимодействия. В результате сильного подавления спаривательного взаимодействия [18, 19] между ближайшими соседями за счет кулоновского отталкивания, основной вклад в сверхпроводящий канал обусловлен обменным взаимодействием во второй координационной сфере. При этом предполагается, что кулоновским взаимодействием между следующими за ближайшими соседями можно пренебречь из-за эффектов экранировки. Поэтому температура возникновения неколлинеарного магнитного упорядочения, величина которой в основном определяется параметром J_1, существенно выше температуры сверхпроводящего перехода, связанной с обменом J_2.

Результаты расчета зависимости критической температуры перехода в сверхпроводящую фазу с киральным параметром порядка от концентрации двухэлектронных состояний n_2 в описанном режиме приведены на рис. 4. Выбраны параметры: $J_1 = 0.5\,t_1$, $J_2 = 0.06\,t_1$, $V = 0.96\,t_1$, $t_2 = -0.17\,t_1$ $t_3 = -0.14\,t_1$ (параметры перескоков во вторую и третью координационные сферы). Все энергетические величины берутся в единицах параметра перескока между ближайшими соседями t_1. Ранее была показана важность учета дальних перескоков для описания электронных зон в кобальтитах в приближении сильной связи с $t_1 \sim 0.2$ эВ [8].

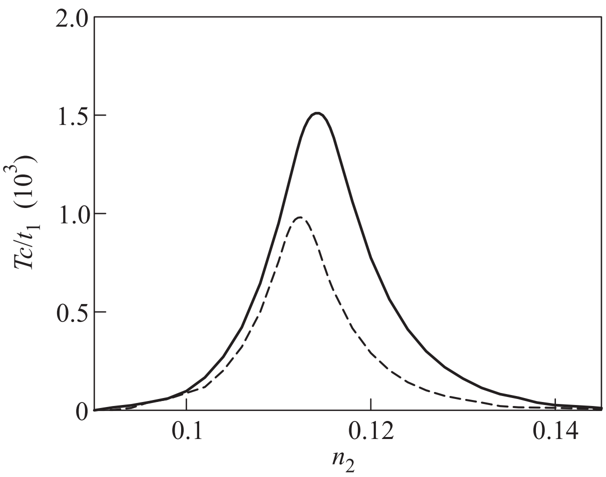

Рис. 4. Зависимость температуры возникновения киральной сверхпроводимости от концентрации двухэлектронных состояний на треугольной решетке. Сплошная линия – температура перехода в фазу сосуществования сверхпроводимости и 120-градусного магнитного порядка, штриховая линия – критическая температура сверхпроводящей фазы в отсутствие неколлинеарного магнитного порядка

Сплошная линия на рис. 4 демонстрирует зависимость температуры перехода в фазу сосуществования сверхпроводимости и 120-градусного магнитного порядка. В отсутствии неколлинеарного магнитного упорядочения концентрационная зависимость для критической температуры сверхпроводящей фазы показана штриховой линией. Видно, что индуцирование магнитного порядка не только не подавляет куперовскую неустойчивость, а приводит к увеличению температуры возникновения сверхпроводимости.

Известно, что в сильно коррелированных системах дальний антиферромагнитный порядок часто приводит к подавлению сверхпроводящего спаривания [20, 21]. В случае же неколлинеарной 120-градусной магнитной структуры такой эффект отсутствует. Это следует из того, что решение интегрального уравнения для сверхпроводящего параметра порядка существует даже в том случае, когда критическая температура магнитного упорядочения намного превышает температуру возникновения сверхпроводимости. При этом в области относительно низких температур реализуется фаза сосуществования киральной сверхпроводимости и 120-градусной магнитной структуры.

6. Заключение. Рассмотрение фермионов Хаббарда на треугольной решетке при неколлинеарном спиновом упорядочении показало, что на реализацию куперовской неустойчивости в такой системе существенное влияние оказывает фактор одновременного воздействия 120-градусной спиновой структуры и межузельного кулоновского взаимодействия. При такой структуре, но без кулоновского взаимодействия, либо при учете этого взаимодействия, но без спинового упорядочения сверхпроводящий параметр порядка $\Delta_{\mathbf{p}}$ представляется в виде суммы двух киральных инвариантов. При одновременном же воздействии отмеченных факторов куперовская неустойчивость реализуется по отношению к фазе, в которой $\Delta_{\mathbf{p}}$ описывается суперпозицией трех киральных инвариантов. В этой связи заметим, что существенное влияние межузельного кулоновского взаимодействия на тип симметрии сверхпроводящей фазы проявляется, например, и в механизме Кона–Латтинжера [22–24].

Представленные выводы имеют существенное значение для поиска систем, в которых могут реализовываться майорановские моды. До недавнего времени считалось, что в материалах с синглетным типом сверхпроводящего спаривания появление майорановских мод становится возможным, если включается спин-орбитальное взаимодействие. В работе [2] было обращено внимание на то, что неколлинеарный магнитный порядок на треугольной решетке может привести к возникновению краевых состояний с нулевой энергией. Проведенный анализ куперовской неустойчивости при неколлинеарном спиновом упорядочении показал, что киральная структура $\Delta_{\mathbf{p}}$ сохраняется только для 120-градусного спинового упорядочения. Следовательно майорановские состояния следует искать для такого магнитного упорядочения. Соответствующие результаты будут представлены отдельно.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант # 16-02-00073-а) и Правительства Красноярского края (# 16-42-243069-р-мол-а), а также Комплексной программы СО РАН II.2П (проект 0358-2015-0002). Один из авторов (А.О.З.) выражает благодарность за поддержку в рамках Стипендии Президента РФ СП-1370.2015.5.

1. П. А. Игошев, М. А. Тимиргазин, А. К. Аржников, В. Ю. Ирхин, Письма в ЖЭТФ **98**, 172 (2013).
2. Y.-M. Lu and Z. Wang, Phys. Rev. Lett. **110**, 096403 (2013).
3. M. Ogata, J. of the Physical Society of Japan **72**, 1839 (2003).
4. G. Baskaran, Phys. Rev. Lett. **91**, 097003 (2003).
5. G.-q. Zheng, K. Matano, R. L. Meng, J. Cmaidalka, and C. W. Chu, J. of Physics: Cond. Matt. **18**, L63 (2006).
6. Y. Kobayashi, M. Yokoi, and M. Sato, J. of the Physical Society of Japan **72**, 2453 (2003).
7. M. M. Korshunov and I. Eremin, Phys. Rev. B **77**, 064510 (2008).
8. S. Zhou and Z. Wang, Phys. Rev. Lett. **100**, 217002 (2008).
9. В. В. Вальков, Т. А. Валькова, В. А. Мицкан, Письма в ЖЭТФ **102**, 399 (2015).
10. Р. О. Зайцев, ЖЭТФ **68**, 207 (1975).
11. Р. О. Зайцев, ЖЭТФ **70**, 1100 (1976).
12. Р. О. Зайцев, *Диаграммные методы в теории сверхпроводимости и ферромагнетизма*, Едиториал УРСС, М. (2004).
13. Р. О. Зайцев, В. А. Иванов, ФТТ **29**, 2554 (1987).
14. Р. О. Зайцев, ФТТ **30**, 1631 (1988).
15. G. C. Psaltakis and E. W. Fenton, J. Phys. C: Sol. State Phys. **16** 3913 (1983).
16. Th. Jolicoeur, E. Dagotto, E. Gagliano, and S. Bacci, Phys. Rev. B **42**, 4800 (1990).
17. D. Loison and H. T. Diep, Phys. Rev. B **50**, 16453 (1994).
18. N. M. Plakida and V. S. Oudovenko, JETP **146**, 631 (2014).
19. В. В. Вальков, Д. М. Дзебисашвили, М. М. Коровушкин, А. Ф. Барабанов, Письма в ЖЭТФ **103**, 433 (2016).
20. J. Kaczmarczyk and J. Spalek, Phys. Rev. B **84**, 125140 (2011).
21. В. В. Вальков, А. О. Злотников, Письма в ЖЭТФ **95**, 390 (2012).
22. М. Ю. Каган, В. В. Вальков, В. А. Мицкан, М. М. Коровушкин, ЖЭТФ **144**, 837 (2013).
23. М. Ю. Каган, В. В. Вальков, В. А. Мицкан, М. М. Коровушкин, ЖЭТФ **145**, 1127 (2014).
24. М. Ю. Каган, В. А. Мицкан, М. М. Коровушкин, УФН **185**, 785 (2015).