УДК 530.1:531.19

ОПИСАНИЕ СПИРАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПРОВОДНИКОВ НА ОСНОВЕ ФЕРМИ-ЖИДКОСТНОЙ МОДЕЛИ

В.И. Приходько, П.В. Турбин

Научный физико-технологический цент МОН и НАН Украины (Харьков)

Украина

Поступила в редакцию 25.12.2007

Рассмотрена ферми-жидкостная модель магнитных проводников [2, 3], учитывающая взаимодействие s-электронов (электронов проводимости) и атомов с незаполненными оболочками (d, f, … – электроны), обладающих локализованными магнитными моментами.

УРАВНЕНИЯ САМОСОГЛАСОВАНИЯ ДЛЯ СПИРАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПРОВОДНИКОВ

В основе ферми-жидкостного подхода лежит понятие функционала энергии и энтропии системы. Максимизируя энтропию при условии постоянства полной энергии системы получаются уравнения самосогласования для определения параметров порядка. Определим энтропию спиральных магнитных проводников классическим образом [1]

$$S = -\widetilde{\mathrm{S}}\mathrm{p}\hat{w}\ln\hat{w}, \tag{1}$$

где неравновесный статистический оператор системы $\hat{w}$ имеет вид:

$$\hat{w} = \exp\left\{\Omega - \sum_l \vec{h}_l\hat{\vec{s}}_l - \sum_{12} a_1^+ A_{12} a_2\right\}. \tag{2}$$

Множитель Ω определяется из условия нормировки $\mathrm{Sp}w = 1$, а величины $\vec{h}_l$, A_{12}, $\vec{s}_l$ (средний увеличенный спин) и f_{12}(матрица плотности электронов проводимости) связаны между собой соотношениями

$$\widetilde{\mathrm{S}}\mathrm{p}\hat{w}\hat{\vec{s}}_l = \vec{s}_l, \quad \widetilde{\mathrm{S}}\mathrm{p}\hat{w}a_1^+ a_2 = f_{21}. \tag{3}$$

Операция $\widetilde{Sp}$ в формулах (1), (3) означает усреднение, как по состояниям электронов, так и по состояниям атомных спинов. Из определения величины Ω и формулы (3) следует соотношение

$$\vec{s}_l = \partial\Omega/\partial\vec{h}_l, \; f_{21} = \partial\Omega/\partial A_{12}, \tag{4}$$

а из определения энтропии и формулы (2) непосредственно находим

$$S = -\Omega + \sum_l \vec{h}_l\vec{s}_l + \mathrm{Sp}\hat{f}\hat{A}, \tag{5}$$

причем $dS = \sum_l \vec{h}_l d\vec{s}_l + \sum_{12} A_{12} df_{21}$.

Операция Sp в (5) означает взятие следа только по электронным состояниям. Непосредственно из определения величины Ω легко найти, что

$$\Omega = \Omega_1 + \Omega_2, \quad \Omega_1 = -\sum_l \ln e^{h_l s}\frac{1 - e^{-h_l(2s+1)}}{1 - e^{-h_l}},$$

$$h_l \equiv \left|\vec{h}_l\right|, \quad \Omega_2 = -\mathrm{Sp}\ln\left(1 + e^{-\hat{A}}\right). \tag{6}$$

Из формул (4), (6) следуют соотношения для определения величин $\vec{s}_l$, $\hat{f}$:

$$\vec{s}_l = sB_s(sh_l)\frac{\vec{h}_l}{h_l}, \quad \hat{f} = \left\{\exp\hat{A} + 1\right\}^{-1}.$$

Состояние статистического равновесия характеризуется тем, что энтропия достигает максимума при условии фиксированных энергии и числа частиц. Вводя соответствующие множители Лагранжа, приходим к задаче об отыскании абсолютного минимума функционала [4, 5]

$$\omega\left(\vec{s}_l, \hat{f}\right) = -S\left(\vec{s}_l, \hat{f}\right) + Y_0 E\left(\vec{s}_l, \hat{f}\right) + Y_4\mathrm{Sp}\hat{f}. \tag{7}$$

При этом $S\left(\vec{s}_l, \hat{f}\right) = S\left(\vec{s}_l\right) + s\left(\hat{f}\right)$, где

$$S\left(\vec{s}_l\right) = -\Omega_1 + \sum_l \vec{h}_l\vec{s}_l,$$

$$s\left(\hat{f}\right) = -\mathrm{Sp}\left(\hat{f}\ln\hat{f} + \left(1 - \hat{f}\right)\ln\left(1 - \hat{f}\right)\right).$$

Из соотношения $\partial\omega/\partial\vec{s}_l = 0$ находим $\frac{\partial S}{\partial\vec{s}_l} \equiv \vec{h}_l = Y_0\frac{\partial E}{\partial\vec{s}_l}$, а из условия $\delta_{\hat{f}}\omega = 0$ имеем:

$$\frac{\delta S}{\delta\hat{f}} = \hat{A} = Y_0\left(\hat{\varepsilon} - \mu\right), \tag{8}$$

где $\hat{\varepsilon} = \delta E/\delta\hat{f}$, $\mu = -Y_4/Y_0$ – химический потенциал электронов проводимости. Таким образом, уравнения самосогласования для определения равновесного распределения спинов $\vec{s}_l$ и матрицы плотности электронов имеют вид:

$$\vec{s}_l = -sB_s(sh_l)\frac{\vec{h}_l}{h_l}\bigg|_{\vec{h}_l = Y_0\frac{\partial E}{\partial \vec{s}_l}},$$

$$\hat{f} = \frac{1}{e^{Y_0(\hat{\varepsilon}(f)-\mu)}+1}\bigg|_{\hat{\varepsilon}(f)=\frac{\delta E}{\delta \hat{f}}}. \qquad (9)$$

Для решения уравнения самосогласования необходимо задать энергию системы в виде функционала атомных спинов $\vec{s}_l$ и статистического оператора электронов. Рассмотрим спиральную структуру магнитных проводников. Учитывая, что шаг спирали мал, $qa << 1$ (a – постоянная решетки), перейдем от дискретного описания атомных спинов к непрерывному с помощью введения плотности атомных спинов $\vec{s}(x)$. Запишем функционал магнитного проводника в виде:

$$E(f, s) = E(f) + E(s) + E_{\mathrm{int}}(f, s),$$

$$E(f) = \mathrm{Sp}\hat{f}\hat{\varepsilon}_0 + \frac{1}{2}\int dx_1 dx_2 \varphi(x_1 - x_2)\rho(x_1)\rho(x_2) + $$

$$+\frac{1}{2}\int dx_1 dx_2 \psi(x_1 - x_2)\vec{\sigma}(x_1)\vec{\sigma}(x_2); \qquad (10)$$

$$E(s) = \frac{1}{2}\int dx_1 dx_2 \big(I(x_1 - x_2)s_z(x_1)s_z(x_2) + $$

$$+\tilde{I}(x_1 - x_2)s_+(x_1)s_-(x_2)\big);$$

$$E_{\mathrm{int}}(f, s) = \int dx_1 dx_2 \eta(x_1 - x_2)\vec{\sigma}(x_1)\vec{\sigma}(x_2),$$

где $\hat{\varepsilon}_0$ – оператор кинетической энергии электронов (в дальнейшем предполагается, что $\hat{\varepsilon}_0 = \hat{p}^2/2m$), $\vec{\sigma}(x) = \mathrm{Sp}\delta(x-\hat{x})\hat{f}\hat{\vec{\sigma}}$ – параметр порядка, связанный с электронами проводимости. Выпишем уравнения для параметров порядка $\vec{s}(x)$, $\vec{\sigma}(x)$ сразу для случая спирального упорядочения. Статистический оператор электронов проводимости спиральных магнитных проводников удовлетворяет соотношению $\left[\hat{f},\ \hat{\vec{p}} + \vec{q}\hat{\sigma}_3\right] = 0$, а зависимость компонент плотности атомных спинов от координат имеет вид

$$s_z(x) = s_z,\quad s_\pm(x) = s_\perp e^{\pm i\vec{q}\vec{x}}. \qquad (11)$$

Введем в рассмотрение статистический оператор $\hat{f}_q$, определенный соотношением $\hat{f}_q = e^{i\vec{q}\hat{x}\hat{\sigma}_3}\hat{f}e^{-i\vec{q}\hat{\vec{x}}\hat{\sigma}_3}$, являющийся трансляционно-инвариантным $\left[\hat{f}_q,\ \hat{\vec{\rho}}\right] = 0$.

Для спиральных состояний (11) определим, пользуясь формулами (8), (10)

$$\hat{A}_q \equiv e^{i\vec{q}\hat{\vec{x}}\sigma_3}\hat{A}e^{-i\vec{q}\hat{\vec{x}}\sigma_3} =$$

$$= Y_0\Big(\varepsilon_0^q + p_q\varphi(0) + \hat{\sigma}_z\big(\sigma_z^q\varphi(0) + s_z\eta(0) + $$

$$+\frac{1}{2}\hat{\sigma}_+\big(\psi(q)\sigma_-^q + \eta(q)s_\perp\big) + \qquad (12)$$

$$+\frac{1}{2}\hat{\sigma}_-\big(\psi(q)\sigma_+^q + \eta(q)s_1\big) - \mu\big)\Big),$$

здесь $\varepsilon_0^q \equiv e^{i\vec{q}\hat{\vec{x}}\hat{\sigma}_3}\varepsilon_0 e^{-i\vec{q}\hat{\vec{x}}\hat{\sigma}_3}$, $\rho_q = Sp\delta(x-\hat{x})\hat{f}_q$, $\vec{\sigma}^q = Sp\delta(x-\hat{x})\hat{f}_q\hat{\vec{\sigma}}$.

В силу трансляционной инвариантности оператора $\hat{f}_q$ величины ρ_q и $\vec{\sigma}^q$ не зависят от координат. Самосогласованное поле $\vec{h}$ для спиральных состояний определяется формулами:

$$h_z = Y_0\big(I(0)s_z + \eta(0)\sigma_z^q\big),$$

$$h_\pm = Y_0\big(\tilde{I}(q)s_\perp + \eta(q)\sigma_\pm^q\big). \qquad (13)$$

Всюду в дальнейшем, там, где это не вызовет недоразумений, индекс "q", подчеркивающий, что соответствующая величина относится к спиральным состояниям, будет опущен. Уравнение самосогласования, с учетом сделанного замечания и формул (12), (13), можно представить в виде:

$$\sigma_z = \int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\frac{Y_0\big(\psi(0)\sigma_z + \eta(0)s_z - \vec{p}\vec{q}/m\big)}{\chi}(n_+ - n_-),$$

$$\sigma_\perp = \int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\frac{Y_0\big(\psi(0)\sigma_\perp + \eta(q)s_\perp\big)}{\chi}(n_+ - n_-),$$

$$s_z = -sB_s(sh)\frac{h_z}{h},\quad s_\perp = -sB_s(sh)\frac{h_\perp}{h},$$

$$h = \sqrt{h_z^2 + h_+ h_-}\ , \qquad (14)$$

$$\chi = Y_0\left[\left(\sigma_z\psi(0) + \eta(0)s_z - \frac{\bar{p}\bar{q}}{m}\right)^2 + \right.$$

$$\left. + \left(\psi(q)\sigma_\perp + \eta(q)\sigma_\perp\right)^2\right]^{1/2},$$

$$n_\pm = \{\exp(y \pm \chi) + 1\}^{-1},\ y = Y_0\left(\frac{p^2 + q^2}{2m} - \tilde{\mu}\right),$$

где $\tilde{\mu} = \mu - \rho\varphi(0)$ перенормированный ферми-жидкостным взаимодействием химический потенциал.

АНАЛИЗ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЕРЕХОДА

Изучим чисто спиральные состояния ($\sigma_z = s_z = 0$) [4]. Сначала определим уравнение для температуры перехода из парамагнитной фазы в спиральную. Вблизи температуры перехода уравнения (14) превращаются в линейные однородные уравнения относительно $\sigma_\perp$ и $s_\perp$. Уравнение для температуры перехода получится приравниванием нулю детерминанта этой системы. Проведя в формулах (14) низкотемпературное разложение ($T << \varepsilon_F$, ε_F – энергия Ферми) с точностью до членов, пропорциональных T^2, исходную систему представим в виде:

$$\sigma_\perp\left(1 + \beta\left(1 - \frac{T^2}{T_0^2}\right)\right) + 2s_\perp\eta(q)\nu(\tilde{\mu})\left(1 - \frac{T^2}{T_0^2}\right) = 0,$$

$$\frac{1}{3}s(s+1)\eta(q)\sigma_\perp + s_\perp(T - T_0) = 0,$$

здесь введены обозначения $\beta = 2\psi(q)\nu(\tilde{\mu})$, $T_0^2 = -\dfrac{6\nu(\tilde{\mu})}{\pi^2\nu''(\tilde{\mu})}$, $T_I = -\dfrac{1}{3}s(s+1)\tilde{I}(q)$, $\nu(\tilde{\mu})$ – плотность состояний на уровне Ферми.

Приравняв детерминант этой системы нулю, получим окончательно уравнение для критической температуры в виде:

$$\left(T^2 - T_0^2\right)\left[\beta(T - T_I) - T_\eta\right] = T_0^2(T - T_I),$$

$$T_\eta = \frac{2}{3}s(s+1)\eta^2(q)\nu(\tilde{\mu}). \qquad (15)$$

Проанализируем это уравнение. Если амплитуда $\tilde{I}(q)$ обусловлена, главным образом, косвенным обменом между локализованными магнитными моментами через посредство электронов проводимости (например, РККИ-взаимодействие), то T_η и T_I будут величинами одного порядка. Если $|\beta(q)| >> T_\eta/T_0$ (температура T_0 порядка фермиевской энергии), т.е. обменное взаимодействие электронов с локальными моментами и косвенный обмен между моментами мал по сравнению с ферми-жидкостным взаимодействием, то в первом приближении по малому параметру T_η/T_0 получаем из (15) для температуры перехода T_c

$$T_c = T_0\sqrt{\frac{1+\beta}{\beta}} + T_\eta\frac{1}{2\beta(1+\beta)},$$

$$\left(\frac{T_\eta}{T_0}\right)^{2/3} << -(1+\beta) << 1\,. \qquad (16)$$

При $\eta = 0$ и отрицательных β, электронная ферми-жидкость спонтанно упорядочивается без взаимодействия с примесями. В этом случае температура перехода определяется только параметром ферми-жидкостного взаимодействия $\beta < 1$:

$$T_c = T_0\sqrt{\frac{1+\beta}{\beta}},\quad T_\eta = 0\,. \qquad (17)$$

При значениях $\beta > -1$, взаимодействие электронов с локализованными магнитными моментами и косвенный обмен между моментами ($\tilde{I}(q) \neq 0$) играет существенную роль для магнитного упорядочения Ферми-жидкости. В этом случае для температуры перехода из (15) получим

$$T_c = T_I + \frac{T_\eta}{1+\beta},\qquad 1+\beta >> \left(\frac{T_\eta}{T_0}\right)^{2/3} \qquad (18)$$

(эта формула справедлива и при $|1+\beta| \propto 1$, $1+\beta < 0$). При $\tilde{I}(q) = 0$, $\beta = 0$ температура перехода имеет вид: $T_c = \dfrac{2}{3}s(s+1)\eta^2(q)\nu(\tilde{\mu})$.

При $\beta = -1$ в случае $T_\eta \sim T_I$ из (15) следует оценка

$$T_c = T_0(T_\eta/T_0)^{1/3}, \quad |1+\beta| << (T_\eta/T_0)^{2/3}. \quad (19)$$

Отметим, что в полученные формулы, определяющие температуру перехода, входит в качестве неизвестной величины вектор спирали q. Он должен рассматриваться как неизвестный термодинамический параметр, который, в свою очередь, определяется из условия минимума по q термодинамического потенциала спирального магнитного проводника. Дальше будет показано, что в точке фазового перехода вектор спирали обращается в нуль, поэтому в формулах (16) – (19) все амплитуды берутся равными их значению при $q = 0$.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕКТОРА СПИРАЛИ

Для определения вектора спирали найдем термодинамический потенциал таких структур. Прежде всего, с учетом формул (5), (7), (8) получим

$$\omega = \Omega_1 + \Omega_2 - \sum_l \vec{h}_l \vec{s}_l + Y_0\left(E(\vec{s},f) - Sp\hat{f}\frac{\delta E}{\delta \hat{f}}\right). \quad (20)$$

Вычисление последних трех слагаемых в (20) позволяет привести потенциал ω к виду:

$$\omega = \Omega_1 + \Omega_2 - \quad (21)$$

$$-\frac{1}{2}Y_0\left(\tilde{I}(q)s_-^2 + \psi(q)\sigma_\perp^2 + 2\eta(q)\sigma_\perp s_\perp + \varphi(0)\rho^2\right).$$

Величина Ω_2 дается выражением (6). Вычисляя среднее по электронным состояниям, с учетом (12), получим

$$\Omega_2 = -\int \frac{d^3p}{(2\pi)^3}\ln\left(1 + 2e^{-y}\mathrm{ch}\chi + e^{-2y}\right).$$

Вблизи температуры перехода потенциал ω может быть разложен в ряд по малым параметрам $\sigma_\perp, s_\perp$. Разложения величин Ω_1, Ω_2 имеют вид:

$$\Omega_1 = -\ln(2s+1) - \frac{1}{6}s(s+1)h_1^2 +$$

$$+\frac{s(s+1)\left(s^2+(s+1)^2\right)}{360}h_1^4,$$

$$\Omega_2 = \Omega_2^{(0)} + \Omega_2^{(1)} + \Omega_2^{(2)},$$

$$\Omega_2^{(0)} = -\int \frac{d^3p}{(2\pi)^3}\ln\left(1 + 2e^{-y}\mathrm{ch}\chi_z + e^{-2y}\right),$$

$$\Omega_2^{(1)} = -\chi_1^2\int \frac{d^3p}{(2\pi)^3}e^{-y}\frac{\mathrm{sh}\chi_z}{\chi_z\left(1+2e^{-y}\mathrm{ch}\chi_z + e^{-2y}\right)},$$

$$\Omega_2^{(2)} = -\frac{\chi_1^4}{2}\int \frac{d^3p}{(2\pi)^3}e^{-y}\left\{\frac{\mathrm{ch}\chi_z - \mathrm{sh}\chi_z/\chi_z}{2\chi_z^2\left(1+2e^{-y}\mathrm{ch}\chi_z + e^{-2y}\right)} - \right.$$

$$\left. - \frac{\mathrm{sh}\chi_z}{\chi_z\left(1+2e^{-y}\mathrm{ch}\chi_z + e^{-2y}\right)^2}\right\}, \quad (22)$$

$$\chi_z = Y_0\frac{\vec{p}\vec{q}}{m}, \quad \chi_\perp^2 = Y_0^2\left(\psi(q)\sigma_\perp + \eta(q)s_\perp\right)^2.$$

Рассматривая вектор спирали q как термодинамический параметр, определим его из условия минимума по q потенциала ω. Уравнение для определения вектора q имеет вид

$$\frac{\partial\omega}{\partial\psi}\frac{d\psi(q)}{dq} + \frac{\partial\omega}{\partial\tilde{I}}\frac{d\tilde{I}(q)}{dq} + \frac{\partial\omega}{\partial\eta}\frac{d\eta(q)}{dq} + \omega_q' = 0, \quad (23)$$

здесь производная ω_q' берется по явной зависимости потенциала от вектора спирали. Мы не выписываем слагаемые с производными $\partial\omega/\partial s_\perp$, $\partial\omega/\partial\sigma_\perp$, поскольку уравнение самосогласования получалось из условия минимума потенциала ω по параметрам порядка. С учетом формулы (21) и соотношений (22) из (23) получим уравнение для определения вектора спирали в виде:

$$\frac{2\nu p_F}{m}G(\alpha) + \frac{\sigma_\perp^2}{T_c}\left\{\frac{d\psi(q)}{dq}\left(1 + (\beta+\chi x)\frac{F(\alpha)}{\alpha T_c}\right) + \right.$$

$$+\frac{d\eta(q)}{dq}x\left(1 + (\beta+\gamma x)\frac{F(\alpha)}{\alpha T_c} - \frac{T_l - \tilde{T}_\eta/x}{T_c}\right) +$$

$$\left. + \frac{d\tilde{I}(q)}{dq}x\left(\frac{x}{2} - \frac{xT_l + \tilde{T}_\eta}{T_c}\right)\right\} = 0. \quad (24)$$

Здесь $G(\alpha) = \int\limits_0^\alpha dy\, y\,\mathrm{sh}y \int\limits_{-\infty}^{\infty} dz \frac{e^z}{1 + 2e^z\mathrm{ch}y + e^{2z}}$,

$$F(\alpha) = \int\limits_0^\alpha dy\frac{\mathrm{sh}y}{y}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dz\frac{e^z}{1+2e^z\mathrm{ch}y + e^{2z}},$$

$$\alpha = \frac{q}{p_F}\frac{\mu}{T_c}, \quad \gamma = 2\eta(q)\nu(\tilde{\mu}),$$

$$\widetilde{T}_\eta = -\frac{1}{3}s(s+1)\mu(q),\quad x = \left.\frac{s_\perp(T)}{\sigma_\perp(T)}\right|_{T=T_c}.$$

Ниже приведены значения x, получаемые из формулы (12), для различных температур перехода

$$T_c = T_l + \frac{T_\eta}{2\beta(1+\beta)},\quad x = -\frac{\beta(T_c^2 - T_l^2)}{\gamma(T_c^2 - T_0^2)},$$

$$T_l \equiv T_0\sqrt{\frac{1+\beta}{\beta}},\quad T_c = T_l + \frac{T_\eta}{1+\beta},\quad x = -\frac{\gamma}{1+\beta},$$

$$T_c = T_0(T_\eta/T_0)^{1/3},\quad x = (T_c - T_l)/\widetilde{T}_\eta.$$

Для температур, близких к температуре перехода, вектор спирали, очевидно, находится из условия $G(\alpha_0) = 0$. Это условие имеет единственный корень $\alpha_0 = 0$, откуда следует, что вектор спирали проводящих спиральных магнитных структур при $T = T_c$ обращается в нуль. Для того, чтобы определить температурную зависимость вектора спирали вблизи T_c, необходим учет второго слагаемого в формуле (24). Приняв во внимание, что $G(\alpha) \approx \alpha^5/30$ и $F(\alpha) \approx \alpha^3/18$ при $\alpha << 1$, получаем для определения температурной зависимости уравнение

$$\frac{\nu p_F}{15m}\left(\frac{q}{p_F}\frac{\mu}{T_c}\right)^5 + \frac{q\sigma_\perp^2}{T_c}\left\{\psi'(0) + 2\eta'(0)x\left(1 - \frac{T_l + \breve{T}_\mu/x}{T_c}\right) + \right.$$

$$\left. + \breve{I}'(0)x\cdot\left(x - 2\frac{xT_l + T_\eta}{T_c}\right)\right\} = 0,\quad \psi'(0) \equiv \left.\frac{d\psi}{dq^2}\right|_{q^2=0},$$

$$\eta'(0) \equiv \left.\frac{d\eta}{dq^2}\right|_{q^2=0},\qquad \breve{I}'(0) \equiv \left.\frac{d\breve{I}}{dq^2}\right|_{q^2=0}. \qquad (25)$$

При этом учитывается то обстоятельство, что обменные интегралы являются функциями q^2: $\psi = \psi(q^2)$, $\eta = \eta(q^2)$, $\breve{I} = \breve{I}(q^2)$. Все величины T_c, T_l, $\breve{T}_\eta$, x в (25) берутся равными их значениям при $q = 0$. Из (25) для вектора спирали получим выражение

$$q = \left\{-\left(\frac{p_F T_c}{\mu}\right)^5 \frac{15m\sigma_\perp^2}{\nu p_F T_c}\left[\psi'(0) + 2\eta'(0)x \times\right.\right.$$

$$\left.\left.\times\left(1 - \frac{T_l + \breve{T}_\eta/x}{T_c}\right) + \breve{I}'(0)x\left(x - 2\frac{xT_l + \breve{T}_\eta}{T_c}\right)\right]\right\}^{1/4}. \qquad (26)$$

Для определения температурной зависимости вектора спирали, необходимо решить уравнения самосогласования (12) вблизи температуры перехода. При условии $T \sim T_c$ эти уравнения имеют вид

$$\sigma_\perp\left\{1 + \beta\left(1 - \frac{T^2}{T_0^2}\right)\right\} + \gamma s_\perp\left(1 - \frac{T^2}{T_0^2}\right) +$$

$$+ \frac{4}{3}\nu''(\mu)(\psi\sigma_\perp + \eta s_\perp)^3 = 0, \qquad (27)$$

$$-\breve{T}_\eta\sigma_\perp + s_\perp(T - T_l) -$$

$$-\frac{s(s+1)(s^2 + (s+1)^2)}{90T^2}(\breve{I}s_\perp + \eta\sigma_\perp)^3 = 0.$$

Все амплитуды в (27) необходимо брать равными их значению при $q = 0$. Поскольку, уравнение для температуры перехода выводится из условия существования нетривиальных решений линейной системы, получаемой из (27) отбрасыванием нелинейных членов. Тогда вблизи T_c решение (27) для $\sigma_\perp$ всегда имеет вид: $\sigma_\perp^2 = a(T_c - T)$. При $T \to T_c$ спиральный магнитный проводник переходит в магнетик типа “легкая плоскость”. При этом вектор спирали q стремится к нулю по закону $(T_c - T)^{1/4}$. В случае, когда обменное взаимодействие электронов проводимости с магнитными моментами и косвенный обмен между магнитными моментами малы по сравнению с ферми-жидкостным взаимодействием (см. формулу (24)) решения уравнений (27) имеют вид

$$\sigma_\perp^2 = \frac{3}{4}\frac{T_0^2 - 2T_c[\beta(T_c - T_l) - T_\eta] - \beta(T_c^2 - T_0^2)}{T_0^2(T_c - T_l)\nu''(\tilde{\mu})\psi^3}\times$$

$$\times(T_c - T),\qquad s_\perp = -\frac{\beta(T_c^2 - T_e^2)}{\gamma(T_c^2 - T_0^2)}\sigma_\perp. \qquad (28)$$

Таким образом, формулы (26), (28) определяют, в случае, когда доминирующим является ферми-жидкостное взаимодействие, зависимость вектора спирали от температуры. В случае чистой ферми-жидкости температурное поведение вектора спирали определяется выражением

$$q = p_F \frac{T_e}{\mu}\left(-\frac{15\pi^2 m\psi'(0)}{\beta\psi}\cdot\frac{T_e}{\mu}\right)^{1/4}\left(T_e - T\right)^{1/4},$$

откуда следует необходимость выполнения неравенства $\psi'(0) \equiv \left.\frac{d\psi(q^2)}{dq^2}\right|_{q^2=0} < 0$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе из условия минимума термодинамического потенциала получены уравнения самосогласования для параметров порядка системы. Вблизи температуры перехода эти уравнения образуют систему линейных однородных уравнений, из условия существования нетривиальных решений которой найдено уравнение для определения температуры перехода. В зависимости от относительного вклада ферми-жидкостного взаимодействия и обменного взаимодействия электронов проводимости с локализованными моментами, а также косвенного обмена между моментами в формулы, определяющие температуру перехода входит вектор спирали q. Он рассматривается как независимый термодинамический параметр, определяющийся из условия минимума термодинамического потенциала системы. Анализ уравнения для определения вектора спирали показывает, что при $T \to T_c$, спиральный магнитный проводник переходит в магнетик типа "легкая плоскость", причем вектор спирали стремится к нулю по закону $(T_c - T)^{1/4}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахиезер А.И., Пелетминский С.В. Методы статистической физики. – М.: Наука, 1977. – 368 с.
2. Ахиезер И.А. Магнитные проводники // Проблемы современной теоретической физики. – Киев, Наукова думка, 1982. – С. 24-56.
3. Барьяхтар В.Г., Савченко М.А., Шишкин Л.А. Высокочастотная магнитная восприимчивость магнетиков со структурой ферромагнитной спирали//Физика твердого тела. – 1964. – Т. 6. - № 5. – С. 1435-1442.
4. Исаев А.А., Приходько В.И. К термодинамике сверхпроводящих магнетиков//VI Всесоюзное совещание по термодинамике и технологии ферритов. – Ивано-Франковск, 1988. – С. 13.
5. Приходько В.И., Турбин П.В. Кинетика частиц во внешнем флуктуирующем поле//Физическая инженерия поверхности. – 2005. – Том 3, № 1-2. – С. 97-107.

ОПИС СПІРАЛЬНИХ МАГНІТНИХ ПРОВІДНИКІВ НА ОСНОВІ ФЕРМІ-РІДИННОЇ МОДЕЛІ

В.І. Приходько, П.В. Турбін

Розглянута фермі-рідинна модель магнітних провідників [2, 3], в якій враховується взаємодія s-електронів (електронів провідності) і атомів, які мають незаповнені оболонки (d, f, ...– електрони) з локалізованими магнітними моментами.

DESCRIPTION OF SPIRAL MAGNETIC CONDUCTORS ON THE BASIS OF FERMI-LIQUID MODEL

V.I. Prikhod'ko, P.V. Turbin

The Fermi-liquid model of magnetic conductors [2, 3], which is taking into account interaction between s-electrons (electrons conductivity) and atoms with the empty levels (d, f, ... – electrons), which possess the localized magnetic moments was considered.