

Взаимосвязь электронной и магнитной структур манганитов в приближении сильной связи

© С.М. Дунаевский

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Российской академии наук, 188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

E-mail: dunaevsk@hep486.pnpi.spb.ru

(Поступила в Редакцию 2 апреля 1999 г.)

В рамках метода сильной связи получены аналитические выражения дисперсионных кривых $E(\mathbf{k})$ в RMnO_3 ($R = \text{La, Pr, Nd, Sm}$ и др. РЗЭ) для основных типов магнитного упорядочения подрешетки Mn. Впервые выполнен расчет $E(\mathbf{k})$, учитывающий кислородную подсистему и взаимное упорядочение подрешеток марганца и РЗЭ. Полученные результаты позволяют качественно объяснить некоторые наблюдаемые особенности поведения манганитов редкоземельных элементов.

1. Допированные манганиты $\text{R}_{1-x}\text{L}_x\text{MnO}_3$ ($R = \text{La, Pr, Nd, Sm}$; $L = \text{Ca, Ba, Sr}$) являются объектами интенсивных экспериментальных и теоретических исследований, что связано с наблюдением в этих соединениях чрезвычайно разнообразных фазовых диаграмм. Сейчас стало очевидным, что для правильного количественного описания фазовых диаграмм и транспортных свойств манганитов в диапазоне $x = 0.16-0.4$, где при понижении температуры наблюдается переход из парамагнитной диэлектрической фазы в "ферромагнитную" фазу с металлическим характером проводимости, необходим одновременный учет решеточных (поляронных), магнитных и корреляционных эффектов. Тем не менее в основе качественного объяснения аномалий электропроводности вблизи точки Кюри лежит модель "двойного обмена" Зинера, теоретически рассмотренная в работе Андерсона-Хесегавы (АХ) для двух ионов марганца [1]. Результат АХ широко используется в современных работах, основанных на использовании модельного гамильтониана системы H , который обычно записывается в виде суммы гамильтониана "двойного обмена" H_{DE} [2,3], гамильтониана Гейзенберга для локализованных (классических) спинов и энергии взаимодействия этих спинов с внешним магнитным полем H_m . Такой подход не учитывает существования в системе кислорода и РЗЭ и не объясняет наблюдаемые в эксперименте особенности поведения манганитов редкоземельных элементов.

Настоящая работа посвящена аналитическому расчету спектра e_g -электронов в манганитах для различных типов магнитного упорядочения в системе. Впервые в рамках метода сильной связи получены дисперсионные кривые $E(\mathbf{k})$, учитывающие кислородную подсистему и взаимное упорядочение подрешеток марганца и РЗЭ. Как и в большинстве современных работ, предполагалось, что спин носителя всегда ориентируется вдоль локального спина иона марганца, образованного тремя t_{2g} -электронами.

2. Рассмотрим сначала только подрешетку марганца в идеальной кубической структуре перовскита ABO_3 . Тогда гамильтониан двойного обмена может быть представлен в виде обычного гамильтониана сильной связи, в котором интеграл перехода между различными орбиталями

ионов марганца зависит от взаимного расположения ближайших локализованных магнитных моментов [1]

$$H = H_{DE} + H_m,$$

$$H_{DE} = \sum_{i\alpha\sigma} \varepsilon_{i\alpha\sigma} d_{i\alpha\sigma}^+ d_{i\alpha\sigma} + \sum_{ij\alpha\beta\sigma\sigma'} t_{ij\alpha\beta}^{\sigma\sigma'} \left(\frac{\theta_{ij\alpha\beta}}{2} \right) d_{i\alpha\sigma}^+ d_{j\beta\sigma'} + \frac{U}{2} \sum_{i\sigma} n_{i\sigma} n_{i-\sigma},$$

$$t_{ij\alpha\beta}^{\sigma\sigma'} \left(\frac{\theta_{ij\alpha\beta}}{2} \right) = t_{ij\alpha\beta} \cos \left(\frac{\theta_{ij\alpha\beta}}{2} \right) \quad (\sigma = \sigma');$$

$$\pm t_{ij\alpha\beta} \sin \left(\frac{\theta_{ij\alpha\beta}}{2} \right) \quad (\sigma \neq \sigma'),$$

$$H_m = -g\mu_B B \sum_i S_i^z + \sum_{ij} J_{ij} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j. \quad (1)$$

В (1) i, j нумеруют элементарные ячейки; α, β — тип атома; $\varepsilon_{i\alpha\sigma}$ — энергия невозмущенного d -уровня иона Mn^{+4} типа α ; σ — спиновый индекс, имеющий всего два значения; $\theta_{ij\alpha\beta}$ — угол между локальными магнитными моментами ближайших ионов Mn.

Известно несколько основных типов магнитного упорядочения подрешетки марганца в перовскитах: A — антиферромагнитное упорядочение соседних ферромагнитных плоскостей (100), наблюдаемое в соединении LaMnO_3 ; G — антиферромагнитное упорядочение ближайших соседей (CaMnO_3); C — антиферромагнитное упорядочение в плоскости (100); F — ферромагнитное упорядочение. Элементарная ячейка перовскита для случая A содержит два неэквивалентных атома марганца. Без учета вырождения e_g -орбитали можно построить четыре блоховские комбинации

$$|\chi_{\alpha\sigma}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum e^{ikR_i} |\varphi_{\alpha\sigma}(r - R_i)\rangle, \quad (2)$$

где $\varphi_{\alpha\sigma}(r - R_i)$ — d -орбиталь; $\alpha = 1, 2$ — индекс, нумерующий различные типы атомов в элементарной ячейке. При учете вырождения e_g -орбитали в (1) и (2) необходимо ввести индекс, нумерующий тип орбитали. В этом

случае аналитический вид законов дисперсии удается получить только для ферромагнитного упорядочения [4]. Удобно рассмотреть характерный для низкого уровня допирования случай скошенного антиферромагнетизма, когда $S_z = S \cos(\theta/2)$, $S_x = \pm S \sin(\theta/2)$ в соседних плоскостях (001), $S_y = 0$. Тип А магнитного упорядочения отвечает значению полярного угла $\theta = \pi$. Матрица гамильтониана с учетом кулоновского взаимодействия в приближении Хартри–Фока, обобщающая результат АХ, имеет вид

$$H_{mn}(\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} \varepsilon'_d - JS & 0 & t(k_z) \cos \frac{\theta}{2} & t(k_z) \sin \frac{\theta}{2} \\ 0 & \varepsilon'_d + J(S+1) & -t(k_z) \sin \frac{\theta}{2} & t(k_z) \cos \frac{\theta}{2} \\ t(k_z) \cos \frac{\theta}{2} & -t(k_z) \sin \frac{\theta}{2} & \varepsilon'_d - JS & 0 \\ t(k_z) \sin \frac{\theta}{2} & t(k_z) \cos \frac{\theta}{2} & 0 & \varepsilon'_d + J(S+1) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon'_d = \varepsilon_d + t(\mathbf{k}_\perp) + U\langle n_{-\sigma} \rangle$, $t(\mathbf{k}_\perp) = 2t(\cos k_x a_x + \cos k_y a_y)$, $t(k_z) = 2t \cos k_z a_z$, t — интеграл перехода между d -орбиталями атомов марганца (которые в решетке перовскита разделены атомами кислорода и, строго говоря, не являются ближайшими соседями).

Четыре зоны соответствующего секулярного уравнения $\det[H_{mn}(\mathbf{k}) - E(\mathbf{k})I] = 0$ описываются выражением

$$E_{\alpha\sigma}(\mathbf{k}) = \varepsilon_d + U\langle n_{-\sigma} \rangle + t(\mathbf{k}_\perp) + J/2 \pm [J^2(S+1/2)^2 + t^2(k_z) \pm 2J(S+1/2)t(k_z) \cos \theta/2]^{1/2}. \quad (4)$$

В приближении сильного внутриатомного обмена $JS \gg t$ нижняя зона

$$E_\uparrow(\mathbf{k}) = \varepsilon_d + U\langle n_\downarrow \rangle - JS + t(\mathbf{k}_\perp) + t(k_z) \cos \theta/2 \quad (t < 0).$$

Совершенно аналогично находится спектр для скошенной антиферромагнитной структуры типа G

$$E_{\alpha\sigma}(\mathbf{k}) = \varepsilon_d + U\langle n_{-\sigma} \rangle + J/2 \pm [J^2(S+1/2)^2 + t^2(\mathbf{k}) \pm 2J(S+1/2)t(\mathbf{k}) \cos \theta/2]^{1/2}, \quad (5)$$

где $t(\mathbf{k}) = 2t(\cos k_x a_x + \cos k_y a_y + \cos k_z a_z)$. Теперь

$$E_\uparrow(\mathbf{k}) = \varepsilon_d + U\langle n_\downarrow \rangle - JS + t(\mathbf{k}) \cos \theta/2.$$

Для скошенной антиферромагнитной структуры C-типа происходит удвоение размера элементарной ячейки в плоскости XY (a_x и a_y следует умножить на $2^{1/2}$), а дисперсионные кривые имеют вид

$$E_{\alpha\sigma}(\mathbf{k}) = \varepsilon_d + U\langle n_{-\sigma} \rangle + t(\mathbf{k}_z) + J/2 \pm [J^2(S+1/2)^2 + t^2(\mathbf{k}_\perp) \pm 2J(S+1/2)t(\mathbf{k}_\perp) \cos \theta/2]^{1/2}$$

$$E_\uparrow(\mathbf{k}) = \varepsilon_d + U\langle n_\downarrow \rangle - JS + t(\mathbf{k}_z) + t(\mathbf{k}_\perp) \cos \theta/2. \quad (6)$$

У ферромагнитной структуры имеется всего лишь две ветви спектра:

$$E_\uparrow(\mathbf{k}) = \varepsilon_d - JS + U\langle n_\downarrow \rangle + t(\mathbf{k}),$$

$$E_\downarrow(\mathbf{k}) = \varepsilon_d + J(S+1) + U\langle n_\uparrow \rangle + t(\mathbf{k}). \quad (7)$$

Необходимо отметить, что при использовании для интеграла переноса выражений, зависящих также и от разности азимутальных углов φ_{ij} , вид выражений (4)–(7) не изменяется.

Аналогичные результаты можно получить и из гамильтониана однозонной модели Кондо (см. [5,6]) при учете взаимодействия между ближайшими соседями

$$H_{DE} = \sum_{ij\sigma} (t_{ij} d_{i\sigma}^\dagger d_{j\sigma} + \text{H.c.}) + \frac{U}{2} \sum_{i\sigma} n_{i\sigma} n_{i-\sigma} - J_H \sum_{i\sigma\sigma'} S_i d_{i\sigma}^\dagger \sigma_{\sigma\sigma'} d_{i\sigma'}, \quad (8)$$

которая, однако, дает лишь две ветви спектра. В (8) t_{ij} — интеграл перехода e_g -электрона между атомами марганца i и j , U — внутриатомный кулоновский интеграл, $d_{i\sigma}^\dagger$ ($d_{i\sigma}$) — операторы рождения (уничтожения) e_g -электрона на узле i , σ — спиновый индекс ($\sigma = \uparrow$ или \downarrow в локальной системе координат, связанной с атомным спином S_i), σ — векторный оператор спина e_g -электрона, J_H — внутриатомный обменный интеграл (Хунда), J_{ij} — обменные параметры гамильтониана Гейзенберга для локальных магнитных моментов, обусловленных t_{2g} -электронами марганца. Полученные в работе дисперсионные кривые исправляют [5] и дополняют [7] известные ранее законы дисперсии $E(\mathbf{k})$ для целого ряда магнитных структур (A, G, C и F). Рассмотрение более сложных типов магнитного упорядочения в рамках метода сильной связи может быть выполнено только численно.

3. При замещении атомов La атомами Nb, Pr и др. РЗЭ растет число неэквивалентных в магнитном отношении атомов в элементарной ячейке перовскита ABO_3 , так как в позиции B появляются магнитные атомы. При определенных условиях может возникнуть упорядочение локальных магнитных моментов редкоземельных элементов, которое необходимо учитывать при расчете закона дисперсии носителей в перовскитах. Предположим, что в марганцевой подсистеме существует всего лишь одна подрешетка (ферромагнитная). Тогда для скошенного взаимного упорядочения d - и f -подрешеток матрица гамильтониана имеет вид, аналогичный (4)

$$H_{mn}(\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{1-J_1 S_1 + t_{11}(\mathbf{k})} & 0 & t_{12}(\mathbf{k}) \cos \frac{\theta}{2} & t_{12}(\mathbf{k}) \sin \frac{\theta}{2} \\ 0 & \varepsilon_{1+J_1(S_1+1) + t_{11}(\mathbf{k})} & -t_{12}(\mathbf{k}) \sin \frac{\theta}{2} & t_{12}(\mathbf{k}) \cos \frac{\theta}{2} \\ t_{12}(\mathbf{k}) \cos \frac{\theta}{2} & -t_{12}(\mathbf{k}) \sin \frac{\theta}{2} & \varepsilon_{2-J_2 S_2 + t_{22}(\mathbf{k})} & 0 \\ t_{12}(\mathbf{k}) \sin \frac{\theta}{2} & t_{12}(\mathbf{k}) \cos \frac{\theta}{2} & 0 & \varepsilon_{2+J_2(S_2+1) + t_{22}(\mathbf{k})} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

При ферромагнитном упорядочении подрешеток ($\theta = 0$) дисперсионные кривые определяются выражениями

$$E_{1,2}^{\sigma}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \left[\varepsilon_1^{\sigma}(\mathbf{k}) + \varepsilon_2^{\sigma}(\mathbf{k}) \pm \sqrt{(\varepsilon_1^{\sigma}(\mathbf{k}) - \varepsilon_2^{\sigma}(\mathbf{k}))^2 + 4t_{12}^2(\mathbf{k})} \right],$$

$$\varepsilon_i^{\sigma}(\mathbf{k}) = \varepsilon_i^{\sigma} + U \langle n_{i-\sigma} \rangle + t_{ii}(\mathbf{k}), \quad \varepsilon_i^{\uparrow} = \varepsilon_i - J_i S_i,$$

$$\varepsilon_i^{\downarrow} = \varepsilon_i + J_i (S_i + 1),$$

$$t_{ii}(\mathbf{k}) = 2t_{ii} (\cos(k_x a_x) + \cos(k_y a_y) + \cos(k_z a_z)), \quad i = 1, 2,$$

$$t_{12}(\mathbf{k}) = 2t_{12} \sum_i \cos(\mathbf{k} \mathbf{r}_i),$$

$$\mathbf{r}_I = \frac{1}{2}(a_x, a_y, a_z), \quad \mathbf{r}_{II} = \frac{1}{2}(a_x, a_y, -a_z),$$

$$\mathbf{r}_{III} = \frac{1}{2}(a_x, -a_y, a_z), \quad \mathbf{r}_{IV} = \frac{1}{2}(-a_x, a_y, a_z). \quad (10)$$

В (9) и (10) $\varepsilon_1 \equiv \varepsilon_d$, ε_2 — энергия $5d$ -орбитали, $J_2 S_2$ — внутриатомная обменная энергия для $5d$ -электрона редкоземельного элемента (для лантана эта энергия равна нулю), t_{12} — интеграл перехода между d -орбиталью марганца и $5d$ -орбиталью ближайшего редкоземельного атома, а суммирование ведется по четырем неэквивалентным соседям. Если пренебречь наименьшим параметром Костера–Слеттера $V_{dd\delta}$, то этот интеграл будет равен $2V_{dd\pi}/3$. Численная оценка $V_{dd\pi}$, сделанная на основе таблицы Харрисона [8], дала значение $V_{dd\pi} = 0.3 - 0.4$ эВ. Полученная величина интеграла перехода имеет тот же порядок, что и интеграла перехода между ионами марганца ($\approx 0.1 - 0.2$ эВ). На орбиталь $6s$ РЗЭ атома переход d -электронов марганца невозможен из соображений симметрии, поэтому в расчете ее можно не учитывать.

Для взаимного антиферромагнитного упорядочения легко получить

$$E_{1,2}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \left[\varepsilon_1^{\uparrow}(\mathbf{k}) + \varepsilon_2^{\downarrow}(\mathbf{k}) \pm \sqrt{(\varepsilon_1^{\uparrow}(\mathbf{k}) - \varepsilon_2^{\downarrow}(\mathbf{k}))^2 + 4t_{12}^2(\mathbf{k})} \right],$$

$$E_{3,4}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \left[\varepsilon_1^{\downarrow}(\mathbf{k}) + \varepsilon_2^{\uparrow}(\mathbf{k}) \pm \sqrt{(\varepsilon_1^{\downarrow}(\mathbf{k}) - \varepsilon_2^{\uparrow}(\mathbf{k}))^2 + 4t_{12}^2(\mathbf{k})} \right]. \quad (11)$$

Из сравнения последних двух выражений с формулой (7), где $t \equiv t_{11}$, следует, что учет редкоземельной подсистемы сдвигает и существенно уширяет зону. Для произвольного значения угла θ аналитические выражения $E(\mathbf{k})$ в общем случае становятся очень громоздкими. Однако в предположении, что самосогласованные значения d - и f -уровней энергии примерно одинаковы: $\varepsilon_d \cong \varepsilon_f \cong \varepsilon_0$, а

$t_{11} = t_{22}$, $\Delta_i = J_i S_i \cong J_i (S_i + 1)$, $i = 1, 2$, можно получить законы дисперсии

$$E_{\alpha}(\mathbf{k}) = \varepsilon_0 + t_{11}(\mathbf{k}) \pm \{(\Delta_1^2 + \Delta_2^2)^2/4 + t_{12}^2(\mathbf{k}) \pm [(\Delta_1^2 - \Delta_2^2)^2/4 + t_{12}(\mathbf{k})(\Delta_1 + \Delta_2)^2 - 4t_{12}^2(\mathbf{k})\Delta_1\Delta_2 \sin^2 \theta/2]^{1/2}\}^{1/2},$$

$$\alpha = 1, \dots, 4, \quad (12)$$

которые для $\theta = 0$ и π переходят в (10) и (11). Учет кулоновского взаимодействия в приближении Хартри–Фока приведет к замене в (12) ε_0 на $\varepsilon_0 + U \langle n_{-\sigma} \rangle$. Из этой формулы следует, что замена лантана (для которого $\Delta_2 = 0$) на любой редкоземельный элемент с отличным от нуля Δ_2 сдвигает все зоны вниз, одновременно уширяя их. Для $\Delta_2 = \Delta_1$ из (12) можно получить законы дисперсии ОЦК решетки марганца. Зонная энергия будет минимальной при ферромагнитном взаимном упорядочении марганцевой и редкоземельной подрешеток. При упорядочении подрешеток близком к антиферромагнитному ширина энергетических зон может стать меньше, чем для манганита лантана ($\Delta_2 = 0$), что приведет к уменьшению проводимости соединений. Качественно полученный результат коррелирует с наблюдаемыми в эксперименте отличиями фазовых диаграмм манганитов на основе Pr, Nd и Sm [9,10] от фазовой диаграммы $\text{La}_{1-x}\text{L}_x\text{MnO}_3$.

4. Оставаясь в рамках метода сильной связи, можно явным образом учесть наиболее сильное t_{pd} -взаимодействие d -орбиталей марганца и p -орбиталей кислорода, которым до сих пор в модельных подходах пренебрегалось. Учет p - d -взаимодействия в зонной схеме расчета требует как минимум рассмотрения матрицы гамильтониана 6×6 , явный вид которой для трех атомов приведен в [10]. Используя решения, найденные в этой работе, для магнитной структуры типа G с учетом взаимодействия между ближайшими соседями легко получить приближенные законы дисперсии в k -пространстве

$$E_1(\mathbf{k}) = \varepsilon_d - JS - t_{pd}^2(\mathbf{k}) \frac{1 + \cos(\theta_{12}/2)}{\varepsilon_p - \varepsilon_d + JS},$$

$$E_2(\mathbf{k}) = \varepsilon_d - JS - t_{pd}^2(\mathbf{k}) \frac{1 - \cos(\theta_{12}/2)}{\varepsilon_p - \varepsilon_d + JS},$$

$$E_3(\mathbf{k}) = \varepsilon_p - 2t_{pd}^2(\mathbf{k}) \frac{\varepsilon'_d - \varepsilon_p - \Delta \cos(\theta_{12}/2)}{(\varepsilon'_d - \varepsilon_p)^2 - \Delta^2},$$

$$E_4(\mathbf{k}) = \varepsilon_p - 2t_{pd}^2(\mathbf{k}) \frac{\varepsilon'_d - \varepsilon_p + \Delta \cos(\theta_{12}/2)}{(\varepsilon'_d - \varepsilon_p)^2 - \Delta^2},$$

$$E_5(\mathbf{k}) = \varepsilon_d + J(S + 1) - t_{pd}^2(\mathbf{k}) \frac{1 - \cos(\theta_{12}/2)}{\varepsilon_p - \varepsilon_d - J(S + 1)},$$

$$E_6(\mathbf{k}) = \varepsilon_d + J(S + 1) - t_{pd}^2(\mathbf{k}) \frac{1 + \cos(\theta_{12}/2)}{\varepsilon_p - \varepsilon_d - J(S + 1)}. \quad (13)$$

Здесь $t_{pd}(\mathbf{k}) = (t_{pd}/3)(\cos k_x a_x + \cos k_y a_y + \cos k_z a_z)$, $\varepsilon'_d = \varepsilon_d + J/2$, $\Delta = J(S + 1/2)$, а зоны расположены

в порядке возрастания их энергии при условии сильного внутриатомного обмена $\Delta > t_{pd}$. Последовательность зон может меняться в зависимости от значений параметров Δ , t_{pd} и $\varepsilon_p - \varepsilon_d$. Для $\Delta \gg t_{pd}$ верхней незаполненной зоной будет "кислородная" зона $E_3(\mathbf{k})$, ширина которой зависит от типа магнитного упорядочения в марганцевой подсистеме. Оценка параметров [11] показывает, что в манганитах выполняется условие $\Delta < t_{pd}$, и при определенных соотношениях между параметрами верхней незаполненной зоной может быть зона d -типа. Во всех случаях форма всех шести зон зависит от угла между магнитными моментами соседних ионов марганца, а ширина этих зон не обращается в нуль даже при антиферромагнитном упорядочении. Данный теоретический результат недавно нашел свое экспериментальное подтверждение в [12], где было обнаружено сосуществование антиферромагнитного упорядочения марганцевой подсистемы и металлического типа проводимости.

5. Основным результатом работы является учет p - d - и d - d -взаимодействий подсистем кислород-марганец и РЗЭ (лантан)-марганец в расчетах электронной структуры перовскитов $R_{1-x}L_xMnO_3$, который до сих пор в теории не рассматривался. К сожалению, одновременный учет этих взаимодействий и вырождения e_g -уровня не позволяет в рамках метода сильной связи получить аналитическое описание электронной структуры $E(\mathbf{k})$ для различных типов магнитного упорядочения перовскитов во всей зоне Бриллюэна. Тем не менее аналитические законы дисперсии $E(\mathbf{k})$ имеют большое значение для получения оценок условий возникновения электронного фазового разделения в перовскитах. Результаты этих исследований будут представлены в отдельной статье.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы "Нейтронные исследования вещества".

Список литературы

- [1] P.W. Anderson, H. Hasegawa. Phys. Rev. **100**, 675 (1955).
- [2] E. Muller-Hartmann, E. Dagotto. Phys. Rev. **B54**, R6819 (1996).
- [3] K. Kubo, N. Ohata. J. Phys. Soc. Jpn. **33**, 21 (1972).
- [4] H. Shiba, R. Shina, A. Takahashi. J. Phys. Soc. Jpn. **66**, 941 (1997).
- [5] L.J. Zou, Q.Q. Zheng, H.Q. Lin. Phys. Rev. **B56**, 13 669 (1997).
- [6] Y.A. Dimashko, A.L. Alistratov. Phys. Rev. **B50**, 1162 (1994).
- [7] L.P. Gor'kov, V.Z. Kresin. Письма в ЖЭТФ **67**, 934 (1998).
- [8] У. Харрисон. Электронная структура и свойства твердых тел. Т. 1. Мир, М. (1983). 381 с.
- [9] R. Maezono, S. Ishihara, N. Nagaosa. Phys. Rev. **B57**, R13 993 (1998).
- [10] С.М. Дунаевский, А.Л. Мальшев, В.В. Попов, В.А. Трунов. ФТТ **39**, 10, 1831 (1997).
- [11] С.М. Дунаевский. ФТТ **40**, 10, 1861 (1998).
- [12] T. Akimoto, Y. Maruyama, Y. Moritomo, A. Nakamura, K. Hirota, K. Ohoyama, M. Ohashi. Phys. Rev. **B57**, 10, R5594 (1998).