1996 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 38, № 5
1996 SOLID STATE PHYSICS Vol. 38, N 5

ВЫТАЛКИВАНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ИЗ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ В КВАЗИДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ ТИПА ВТСП

© Э.Л.Нагаев

Институт физики высоких давлений Российской академии наук,
142092 Троицк, Московская обл., Россия
(Поступила в Редакцию 16 июня 1995 г.
В окончательной редакции 20 октября 1995 г.)

Существует критическое значение обмена между носителями заряда и локализованными моментами в квазидвумерных антиферромагнитных полупроводниках типа ВТСП, при котором при малых концентрациях носителей коллинеарное упорядочение теряет устойчивость. Критерий неустойчивости антиферромагнитного упорядочения близок к критерию устойчивости автолокализованного ферронного состояния носителя заряда, что свидетельствует о выталкивании носителей заряда из антиферромагнитной структуры с образованием областей иной фазы. При более высоких концентрациях носителей может стать устойчивой неколлинеарная антиферромагнитная структура.

В работе исследуется разрушение антиферромагнитного упорядочения носителями заряда в квазидвумерных вырожденных полупроводниках типа ВТСП. Это исследование инспирировано тем фактом, что во многих (но не во всех) экспериментальных исследованиях в сверхпроводящем состоянии этих материалов не обнаружено дальнего магнитного порядка [1]. В связи с этим возникла идея о несовместности антиферромагнитного порядка и высокотемпературной сверхпроводимости.

Были предприняты попытки объяснить эту несовместимость локализованными дырками, которые стремятся разрушить антиферромагнитный порядок в области их локализации, заменив его ближним порядком с отличным от нуля магнитным моментом [2]. В действительности такая ситуация была впервые исследована в [3], а затем в работах многих других авторов, занимавшихся физикой магнитных полупроводников (см. монографию [4]). Но такое объяснение могло бы подойти только для изолирующего состояния.

С другой стороны, в [5,6] было доказано, что в рамках $t-J$-модели антиферромагнитный порядок разрушается носителями заряда и в отсутствие дефектов. Однако результаты этих работ не согласуются друг с другом. В [5] установлено, что это происходит, начиная с некоторой конечной, хотя и достаточно малой концентрации. Согласно же

[6], при любых t/J и бесконечно малой концентрации дырок антиферромагнитный порядок неустойчив относительно локального скручивания магнитной спирали. Поэтому необходимы дальнейшие исследования этой модели. Следует также иметь в виду, что применимость столь популярной t–J-модели к ВТСП на самом деле отнюдь не самоочевидна [1].

В этой работе предпринята попытка связать неустойчивость антиферромагнитного порядка в рассматриваемых материалах с их квазидвумерностью. В рамках s–d-модели, адекватность которой для ВТСП обоснована в [1], будет показано, что при достаточно сильном s–d-обмене однородное антиферромагнитное упорядочение неустойчиво при сколь угодно малых концентрациях носителей заряда. Этот результат, напоминающий получение [6], резко отличен от результата для изотропных трехмерных систем, согласно которому антиферромагнитное упорядочение теряет устойчивость только при достаточно больших концентрациях носителей. Неустойчивость антиферромагнитной проводящей структуры есть следствие того, что антиферромагнетик выталкивает из себя носители заряда, и все они оказываются автолокализованными в ферромагнитных областях (ферронные состояния [3]).

Наличие выталкивания электронов из антиферромагнитной структуры в ферромагнитные области позволяет утверждать, что до определенной величины s–d-обмена антиферромагнетизм в квазидвумерных системах несовместим не только со сверхпроводимостью, но и с обычной металлической проводимостью. Что же касается неколлинеарного антиферромагнитного упорядочения, то вряд ли оно совместимо с высокотемпературной сверхпроводимостью, поскольку синглетное спаривание в них, скорее всего, запрещено, а триплетное спаривание должно было бы приводить к низким температурам перехода.

1. Нестабильность коллинеарных антиферромагнитных структур

Расчет производится с использованием s–d-модели. Гамильтониан s–d-модели записывается в виде

$$H = \sum E_k a^*_{k\sigma} a_{k\sigma} - (A/N) \sum (S_g s)_{\sigma\sigma'} \exp\{i(k-k')g\} a^*_{k\sigma} a_{k'\sigma'} -$$

$$- (1/2) \sum I(g-f) S_g S_f, \qquad (1)$$

где $a^*_{k\sigma}$, $a_{k\sigma}$ — операторы рождения и уничтожения s-электрона, моделирующего носители заряда обоих знаков, k — его квазиимпульс, σ — проекция его спина, S_g — оператор d-спина атома с номером g, $s_{\sigma\sigma'}$ — матрицы Паули, N — полное число атомов в кристалле. Слагаемое в (1), билинейное по d-спиновым операторам, далее будет называться для краткости гамильтонианом прямого d–d-обмена, хотя в реальности он, скорее, соответствует сверхобмену.

Основными параметрами s–d-модели являются ширина s-зоны проводимости $W = 2zt \propto I/ma^2$ (m — эффективная масса s-электрона, a — постоянная решетки), энергия s–d-обмена AS (S — величина

d-спина) и энергия прямого обмена zIS^2, пропорциональная температуре магнитного упорядочения T_N (z — число ближайших соседей). Последняя величина всегда мала по сравнению с AS и W. Кроме того, считаются выполненными неравенства $W \gg AS$ (см. [6]) и $AS > \mu$, где μ — энергия Ферми s-электронов, которая мала из-за относительной малости концентрации электронов в вырожденном полупроводнике. Последнее условие обеспечивает неприменимость теории РККИ к косвенному обмену в магнитных полупроводниках и, следовательно, его негейзенберговский характер. Двумерная решетка предполагается простой квадратной с постоянной решетки a.

В ней возможны две антиферромагнитные структуры: типа Нееля (с вектором структуры $Q = (\pi/a, \pi/a)$) и типа Ландау ($Q = (\pi/a, 0)$). Если учитывать интегралы обмена между первыми и вторыми по дальности соседями I_1 и I_2, то структура Ландау осуществляется при выполнении неравенств

$$2I_2 < I_1 < 0. \tag{2}$$

Исследуется стабильность антиферромагнитных структур относительно скоса моментов подрешеток. В принятом приближении энергия антиферромагнитной структуры при наличии в ней носителей (в расчете на магнитный атом), согласно (1), дается выражением

$$\varepsilon = E/N = \varepsilon_s + \varepsilon_d, \tag{3}$$

где энергия s-электронов определяется соотношением

$$\varepsilon_s = (1/N) \sum_{p\sigma} \varepsilon_{s\sigma}(p), \quad \varepsilon_{s\sigma}(p) = p^2/2m - AS\sigma \cos\theta. \tag{4}$$

Суммирование по импульсу для каждой компоненты спина производится до фермиевского импульса $k_{F\sigma}$, соответствующего этой компоненте. Фермиевские импульсы связаны друг с другом условием равенства химических потенциалов электронов в обеих спиновых подзонах (с $\sigma = (+)$ и $(-)$)

$$k_+^2/2m - k_-^2/2m = AS\cos\theta. \tag{5}$$

В двумерном случае энергия Ферми в спиновой подзоне связана с числом электронов с той же проекцией спина ν_σ на атом следующими соотношениями:

$$k_{F\sigma}^2 = 4\pi\nu_\sigma/a^2, \tag{6}$$

$$\nu_+ + \nu_- = \nu. \tag{7}$$

Пользуясь (3)–(7), получаем следующее выражение для энергии s-электрона как функции угла 2θ между моментами подрешеток, справедливое при неполной поляризации электронов по спину:

$$\varepsilon_s = 2\pi\nu^2/ma^2 - A^2S^2ma^2\cos^2\theta/8\pi. \tag{8}$$

В (3) входит также энергия d–d-обмена на атом ε_d, которая для структур Нееля и Ландау соответственно равна

$$\varepsilon_d^N = -2S^2[I_1\cos 2\theta + I_2], \tag{9}$$

$$\varepsilon_d^L = -S^2\left\{I_1 + \cos 2\theta[I_1 + 2I_2]\right\}. \tag{10}$$

Из соотношений (8)–(10) вытекают следующие условия стабильности структур Нееля и Ландау соответственно:

$$-4I_1 - A^2ma^2/8\pi \geqslant 0, \tag{11}$$

$$-2(I_1 + 2I_2) - A^2ma^2/8\pi \geqslant 0. \tag{12}$$

В следующем разделе эти условия будут подтверждены анализом магнонных частот.

Если неравенства (11), (12) заменены на противоположные, это означает абсолютную нестабильность соответствующих антиферромагнитных структур. Эта нестабильность не квантового происхождения: ее критерий не зависит от величины спина. Но более всего обращает на себя внимание тот факт, что критерии нестабильности не зависят от концентрации носителей, хотя можно было бы ожидать, что носители окажутся в состоянии разрушить антиферромагнитное упорядочение только при достаточно большой их концентрации.

Именно такой оказывается ситуация в трехмерном случае: расчет, аналогичный только что проведенному, приводит для антиферромагнетика Нееля с простой кубической решеткой к следующему критерию абсолютной неустойчивости антиферромагнитного состояния (учитывается только интеграл обмена между самыми ближайшими соседями):

$$\nu^{1/3} \geqslant 16(3\pi^2)^{2/3}|I|/A^2ma^2. \tag{13}$$

Следует отметить, что, согласно (11), (12), предельные значения s–d-обменного интеграла A, с которого начинается неустойчивость коллинеарного состояния, для структур Ландау и Нееля различны. Возможны ситуации, когда первая из них стабильна, а вторая нет.

Можно было бы надеяться на то, что скос моментов подрешеток стабилизирует антиферромагнитную структуру. Из (8)–(10) следует, что до тех пор, пока поляризация электронов по спину остается неполной, этого не произойдет. Однако после наступления полной поляризации энергия системы как функция угла θ проходит через минимум. В этом случае энергия каждого электрона из-за s–d-обмена сдвигается вниз на $(AS/2)\cos\theta$, с учетом этого из (9), (10) получаются следующие выражения для равновесных углов в рассматриваемых структурах:

$$\cos\theta = A\nu/16|I_1|S \equiv \nu/\nu_F \tag{14}$$

для структуры Нееля и

$$\cos\theta = A\nu/8|I_1 + 2I_2|S \equiv \nu/\nu_F \tag{15}$$

для структуры Ландау. Скос моментов (14), (15) пропорционален электронной плотности. Через ν_F обозначена плотность, при которой устанавливается ферромагнитное упорядочение.

Следует подчеркнуть, что скошенное магнитное упорядочение связано здесь не со специальной симметрией кристалла, как в [7], а с негейзенберговским характером косвенного обмена, как в [8]. Однако результаты (14), (15) должны быть еще проверены на стабильность магнонов в скошенных структурах.

2. Магнонный гамильтониан

Далее будет рассматриваться только шахматная структура типа Нееля, и d–d-обмен будет учитываться в приближении ближайших соседей. Будет использовано обычное спин-волновое приближение. Строго говоря, такое приближение неточно для двумерных систем со спином $S = 1/2$ из-за большой амплитуды нулевых колебаний. Но сравнение энергии основного состояния и эффективного момента атомов для коллинеарного антиферромагнетика Нееля с $S = 1/2$, рассчитанных различными методами в приближении ближайших соседей, показывает, что спин-волновое приближение приводит к вполне разумным результатам, мало отличающимся от результатов, полученных более изощренными методами (эти результаты собраны в обзоре [9]).

Наряду с общей системой координат с осями x, y, z, в которой суммарный момент направлен вдоль оси z, вводится локальная система координат (x_g, y_g, z_g) для каждого атома g таким образом, чтобы ось z_g совпадала с направлением момента подрешетки, к которой принадлежит атом g, т.е. ось z_g составляет угол $\mp\theta$ с осью z. Оси y у всех систем совпадают друг с другом. В каждой локальной системе координат вводятся бозевские операторы отклонений спина b_g^*, b_g следующим образом:

$$S_g^{x_g} = (S/2)^{1/2}(b_g^* + b_g) = S_g^x \cos\theta - S_g^z \sin\theta \exp(iQg),$$

$$S_g^{y_g} = i(S/2)^{1/2}(b_g^* - b_g) = S_g^y,$$

$$S_g^{z_g} = S - b_g^* b_g = S_g^x \sin\theta \exp(iQg) + S_g^z \cos\theta. \tag{16}$$

В отличие от теории РККИ здесь в качестве малого параметра будет использоваться только AS/W, а не AS/μ. Для написания эффективного гамильтониана в спин-волновом приближении после подстановки уравнений (16) в гамильтониан (1) гамильтониан нулевого приближения выбирается так, чтобы учесть намагниченность системы

$$H_0 = \sum E_{k\sigma} a_{k\sigma}^* a_{k\sigma}, \quad E_{k\sigma} = E_k - AS\sigma\cos\theta. \tag{17}$$

Остальная часть гамильтониана (1)

$$H_1 = (A/N)\sum \sigma\cos\theta b_g^* b_g a_{k\sigma}^* a_{k\sigma} - (A/N)\sum{}' (S_g s)_{\sigma\sigma'} \exp\{i(k-k')g\} a_{k\sigma}^* a_{k'\sigma'} \tag{18}$$

является гамильтонианом возмущения (штриху знака суммы во втором слагаемом в (18) означает, что из него исключены диагональные члены).

Преобразуя также гамильтониан d–d-обмена с помощью (3), нетрудно получить в главном приближении по AS/W искомый магнонный гамильтониан в виде

$$H_M = (2SN)^{1/2}\int_0^\theta K(\theta)d\theta + K(b_Q + b_Q^*) + \sum\Big[B_k b_k^* b_k + (C_k/2)(b_k b_{-k} + b_k^* b_{-k}^*)\Big], \tag{19}$$

где проведено фурье-преобразование магнонных операторов

$$b_k = N^{1/2} \sum_g \exp(ikg) b_k \tag{20}$$

и использованы следующие обозначения:

$$B_k = J\Big[(1-\gamma_k)\cos^2\theta - \sin^2\theta\Big] + (1/2)\Big[R_{Q-k}\sin^2\theta +$$

$$+ P_k(1+\cos^2\theta) - 2P_0\cos^2\theta - 2P_Q\sin^2\theta\Big], \tag{21}$$

$$C_k = \sin^2\theta\Big[J\gamma_k + (R_{Q-k} - P_k)/2\Big], \tag{22}$$

$$K = (SN/2)^{1/2}\varkappa(\theta)\sin 2\theta, \quad \varkappa = \Big[J - (P_0 - P_Q)/2\Big], \tag{23}$$

$$P_k = (A^2S/4N)\sum_{p,\sigma}(n_{p,\sigma} - n_{p+k,-\sigma})/(E_{p,\sigma} - E_{p+k,-\sigma}), \tag{24}$$

$$R_k = (A^2S/4N)\sum_{p,\sigma}(n_{p,\sigma} - n_{p+k,\sigma})/(E_{p,\sigma} - E_{p+k,\sigma}), \tag{25}$$

$n_{p,\sigma}$ — фермиевская функция распределения при $T = 0$, $J = 4IS$,

$$\gamma_k = (1/4)\sum_\Delta \exp(ik\Delta). \tag{26}$$

Вектор Δ в (26) нумерует ближайших соседей.

3. Магнонный спектр и нестабильность коллинеарных антиферромагнитных структур

В случае коллинеарной антиферромагнитной или ферромагнитной структуры член, линейный по магнонным операторам, исчезает из гамильтониана (19), и последний принимает стандартную квадратичную форму. Но гамильтониан (19) допускает также и неколлинеарные структуры. Их равновесный скос должен быть найден из условия минимума энергии системы.

В пренебрежении нулевыми колебаниями это соответствует как раз равенству $K = 0$, обращающему в нуль члены, линейные по магнонным операторам. После этого гамильтониан (19) диагонализуется с помощью преобразования Боголюбова

$$b_q = u_q\beta_q + v_q\beta^*_{-q}, \quad b^*_{-q} = u_q\beta^*_{-q} + u_q\beta_q,$$

$$u_q^2 - v_q^2 = 1. \tag{27}$$

Это приводит к следующему выражению для магнонных частот:

$$\omega_q = (B_q^2 - C_q^2)^{1/2}, \tag{28}$$

которое с учетом равенств (21), (22) принимает вид

$$\omega_k^2 \left\{ J\cos 2\theta(1-\gamma_k) + (R_{Q-k} - P_Q)\sin^2\theta + (P_k - P_0)\cos^2\theta \right\} \times$$

$$\times \left\{ J(\cos 2\theta - \gamma_k) + P_k - P_0\cos^2\theta - P_Q\sin^2\theta \right\}. \tag{29}$$

Начнем с коллинеарного антиферромагнитного упорядочения. Для анализа этого случая следует прежде всего вычислить величины P_k и R_k, входящие в (29). Как и в теории РККИ, величина P_0 (24) дается выражением

$$P_0 = -(A^2S/4N)\sum dn_{k\sigma}/d\mu = -(A^2S/4)d\nu/d\mu, \tag{30}$$

где связь между числом электронов на атом ν и их энергий Ферми устанавливается соотношением (6).

Что же касается величин P_k (24) и R_k (25) при больших k, то, если концентрация носителей заряда достаточно мала, следующие выражения должны быть справедливы для них в главном приближении по AS/W:

$$P_k \cong R_k \cong A^2S\nu/[2(E_0 - E_k)]. \tag{30a}$$

В этом случае частоты длинноволновых магнонов в главном порядке по ν и AS/W даются выражением

$$\omega_k^2 = -(Jk^2/4)(-2J + P_0). \tag{31}$$

Как следует из (31), частоты длинноволновых магнонов вещественны, и, следовательно, выполнено необходимое условие стабильности системы, если выполняется неравенство (11).

Но если неравенство (11) заменено на противоположное

$$2J > P_0(\pi/2), \tag{11a}$$

то коллинеарная структура заведомо нестабильна независимо от концентрации носителей.

Хотя условие нестабильности для коллинеарного антиферромагнитного упорядочения (11a), согласно (30) и (6), не зависит от ν, стабильное состояние, возникающее вместо однородного коллинеарного антиферромагнитного состояния, зависит от плотности носителей. Оно отличается от исходного состояния тем меньше, чем меньше плотность. То же самое относится и к одномерному случаю, когда антиферромагнитное упорядочение нестабильно при любых параметрах s–d-модели и сколь угодно малых плотностях носителей.

4. Неколлинеарные антиферромагнитные структуры

Как альтернатива коллинеарному антиферромагнитному упорядочению будет рассмотрено скошенное антиферромагнитное упорядочение. Угол скоса 2θ находится, как и прежде, из условия обращения в нуль членов магнонного гамильтониана, линейных по спиновым операторам. Это условие здесь означает равенство $\varkappa(\theta) = 0$ (см. (23)). В полной аналогии с (8), (9) это уравнение не имеет решений при неполной поляризации носителей по спину, а при полной поляризации для равновесного угла получается снова выражение (14). Для этого случая следует учесть, что величина P_0 для полностью поляризованных по спину носителей дается выражением

$$P_0 = -A\nu/(2\cos\theta). \tag{32}$$

Однако равновесие может и не осуществляться в реальности, так как частоты длинноволновых магнонов могут оказаться мнимыми. Чтобы убедиться в этом, следует получить явные выражения для магнонных частот в скошенном состоянии. Сохраняя в (29) члены главного порядка по AS/W и ν, получаем с учетом (30), (30a) и (32)

$$\omega_k^2 = \Big\{J\cos 2\theta(1-\gamma_k)+(P_k-P_0)\cos^2\theta\Big\}\Big\{J(\cos 2\theta-\gamma_k)+P_k-P_0\cos^2\theta\Big\}. \tag{33}$$

Второй из сомножителей, составляющих правую часть (33), может быть преобразовано следующим образом:

$$J(\cos 2\theta - \gamma_k) + P_k - P_0\cos^2\theta = [2J + P_0]\sin^2\theta + J(1-\gamma_k) + P_k - P_0. \tag{34}$$

Первое слагаемое в правой части (34) исчезает из-за условия $\varkappa = 0$ (как и ранее, полагается $P_Q = 0$ (23)). Тогда из (33), (34) получается

$$\omega_k^2 \simeq \Big\{J\cos(2\theta)(1-\gamma_k) + (P_k - P_0)\cos^2\theta\Big\}\Big\{J(1-\gamma_k) + (P_k - P_0)\Big\}. \tag{35}$$

Выражение для P_k (24) можно вычислить в явном виде при произвольных k, если принять квадратичный закон дисперсии для носителей:

$$P_k = -\left[A^2Sm^2a^2/(\pi k^2)\right]\Big\{(AM + E_k) - [(AM+E_k)^2 - E_k\mu]^{1/2}\Big\}, \tag{36}$$

где μ дается (6) с учетом того, что заполнена только одна спиновая подзона, $M = S\cos\theta$, $E_k = k^2/2m$. Тогда с учетом (14), (36) имеем из (35) для длинноволновых магнонов

$$\omega_k^2 \simeq (k^4/16)\Big\{-J(1-2\nu^2/\nu_F^2) + \nu/ma^2S\Big\}\left\{J + \nu/ma^2S\right\}. \tag{37}$$

Для коротковолновых магнонов получаем

$$\omega_q^2 = 2J^2(1-\nu^2/\nu_F^2)(Q-q)^2. \tag{38}$$

Как следует из (37), при малых плотностях

$$\nu < \nu_t = -Jma^2S \ll \nu_F \propto \nu_t(W/AS) \tag{39}$$

множитель во вторых фигурных скобках в (37) отрицателен, в то время как множитель в первых фигурных скобках положителен. Следовательно, при малых плотностях магнонные частоты мнимые, и скошенное антиферромагнитное упорядочение неустойчиво. Оно становится относительно устойчивым только в окрестности ν_t, хотя из соображений непрерывности какое-то другое состояние должно быть абсолютно устойчивым. Но нельзя исключить, что при достаточно больших плотностях скошенное антиферромагнитное упорядочение будет абсолютно устойчивым.

5. Выталкивание носителей из антиферромагнитных в ферромагнитные области

Реальной альтернативой пространственно однородному состоянию проводящего кристалла может быть его пространственно неоднородное состояние, когда только часть кристалла становится ферромагнитной, а остальная часть остается коллинеарной антиферромагнитной. Это явление, известное теперь под названием разделение фаз в вырожденном магнитном полупроводнике, было детально исследованно еще до открытия ВТСП [3,10].

Здесь будут обсуждены только неоднородные состояния кристаллов с малым числом носителей. Минимальная энергия электрона проводимости в ферромагнитном состоянии примерно на $AS/2$ ниже, чем в антиферромагнитном состоянии. Это позволяет электрону создать внутри антиферромагнитного кристалла ферромагнитную микрообласть и стабилизировать эту область своей локализацией внутри нее (ферронное состояние [3]).

В двумерном случае естественно допустить, что область измененной фазы имеет форму круга, радиус которого определяется из условия минимума полной энергии. Автолокализованное состояние существует, если при фиксированных интеграле $d{-}d$-обмена и эффективной массе носителя интеграл $s{-}d$-обмена A по абсолютной величине превышает некоторое критическое значение A_F.

Чрезвычайно важно, что это критическое значение, найденное в [11,12], очень близко к критическому значению $s{-}d$-обменного взаимодействия A_{in}, начиная с которого антиферромагнитное состояние становится неустойчивым (оно определяется из соотношения (11), если поставить в нем знак равенства). Функционально эти соотношения одинаковы, а численно $A_{in} \cong (I/2)^{1/2}A_F$. Различие на множитель, примерно равный 0.7, можно объяснить тем, что расчет энергии феррона производится вариационным методом, завышающим ее значение, а следовательно, приводящими к бо́льшим, чем в действительности, значениям интеграла $s{-}d$-обмена A_F, начиная с которого становится возможным феррон.

Образование ферромагнитных областей, внутри которых сосредоточены носители заряда, означает, что они выталкиваются из антиферромагнитной части кристалла. Такая физическая картина удовлетворяет самоочевидному критерию, что при малом числе носителей состояние кристалла должно изменяться мало. Действительно, доля объема кристалла, в котором изменилось магнитное упорядочение, пропорциональна числу носителей заряда в нем. Рассмотренное здесь явление существенно для такого феномена, как разделение фаз в вырожденном антиферромагнитном полупроводнике, например на антиферромагнитную и ферромагнитную фазы [10]. Вследствие выталкивания электронов из антиферромагнитной фазы все они оказываются сосредоточенными в ферромагнитной фазе, делая антиферромагнитную фазу изолирующей.

Эта работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда (гранты N MUB000 и MUB300) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 94 02 03332-а).

Список литературы

[1] Nagaev E.L. From magnetic Semiconductors to High-T_c superconductors. Cambridge University Press (1996); УФН **165**, 529 (1995).
[2] Aharony A., Birgeneau R., Coniglio A., Kastner M., Stanley H. Phys. Rev Lett. **60**, 1330 (1988).
[3] Нагаев Э.Л. Письма в ЖЭТФ **6**, 484 (1967); ЖЭТФ **54**, 228 (1968).
[4] Нагаев Э.Л. Физика магнитных полупроводников. М. (1979); Nagaev E.L. Physics of Magnetic Semiconductors. M. (1983).
[5] Lee T. Shiping Feng. Phys. Rev. **B38**, 11809 (1988).
[6] Auerbach A., Larson B. Phys. Rev. **B43**, 7800 (1991).
[7] Дзялошинский И.Е. ЖЭТФ **32**, 1547 (1957); **33**, 1454 (1957).
[8] Нагаев Э.Л. Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. М. (1989).
[9] Manousakis E. Rev. Mod. Phys. **63**, 1 (1991).
[10] Нагаев Э.Л. Письма в ЖЭТФ **16**, 558 (1972); Кашин В.А., Нагаев Э.Л. ЖЭТФ **66**, 2105 (1974).
[11] Нагаев Э.Л. Подельщиков А.И. ФТТ **23**, 859 (1981).
[12] Нагаев Э.Л. ЖЭТФ **103**, 252 (1993).