Физика низких температур, 1998, т. 24, № 9, с. 844–850

Неустойчивость одномерного квантового антиферромагнетика относительно появления магнитной анизотропии

Д. М. Апальков[1,2], А. А. Звягин[1]

[1] *Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47*
E-mail: zvyagin@ilt.kharkov.ua

[2] *Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4*

Статья поступила в редакцию 25 февраля 1998 г., после переработки 17 марта 1998 г.

С помощью точного квантовомеханического решения показано, что одномерная гейзенберговская антиферромагнитная цепочка спинов в реальном трехмерном кристалле неустойчива относительно появления легкоплоскостной магнитной анизотропии. Показано, что магнитная анизотропия возникает вследствие эффекта типа Яна–Теллера: сильной спин-решеточной связи. Изменение положения равновесия лигандов приводит к появлению наведенной магнитной анизотропии в спиновой цепочке.

За допомогою точного квантовомеханічного рішення показано, що одновимірний гейзенбергівський антиферомагнітний ланцюжок спінів у реальному трьохвимірному кристалі нестійкий відносно появи легкоплощинної магнітної анізотропії. Показано, що магнітна анізотропія з'являється внаслідок ефекту типу Яна–Теллєра: сильного спін-граткового зв'язку. Зміна положення рівноваги лігандів призводить до появи наведеної магнітної анізотропії у спіновому ланцюжку.

PACS: 75.30.Gw; 75.10.Jm

В последние годы многие теоретические и экспериментальные исследования посвящены изучению поведения низкоразмерных квантовых антиферромагнетиков (АФ) при низких температурах. Изучение низкоразмерных низкосимметричных магнетиков в Харькове началось более 30 лет назад, и одним из пионеров в экспериментальных исследованиях в этом направлении физики был член-корреспондент НАН Украины А. И. Звягин, 60-летие со дня рождения которого недавно отмечалось. Один из авторов (А.А.З.) глубоко благодарен ему за то, что он ввел его в эту интересную область физики.

В последнее десятилетие, в частности, было синтезировано несколько квантовых АФ, в которых взаимодействие спинов вдоль некоторых направлений оказалось в 10^2–10^4 раз сильнее, чем взаимодействие вдоль других направлений кристаллической решетки [1,2]. В таких магнетиках обычно имеет место фазовый переход в упорядоченное (трехмерное) магнитное состояние при очень низких температурах ($T_c \sim 1$ K), в то время как при темературах, больших, чем T_c, но меньших или порядка характерной энергии обменного взаимодействия вдоль выделенного направления, они обычно проявляют свойства магнитных одномерных цепочек. В одномерных системах квантовые флуктуации обычно усилены вследствие особенностей в плотности состояний. Именно поэтому приближенные теоретические методы для одномерных квантовых систем могут давать даже качественно неверные результаты. Таким образом, для теоретических исследований существенно многочастичных эффектов в одномерной АФ цепочке спинов необходимо использование точных квантовомеханических методов, таких как абелева, неабелева бозонизация или анзатц Бете [3].

Среди всего многообразия низкоразмерных спиновых систем, изученных за последнее десятилетие, особое место занимают системы с узельными спинами $S = 1/2$ (например, ионы Cu^{2+} [1] или V^{4+} [2]). Магнитное поведение многих редкоземельных ионов при низких температурах может быть описано эффективным гамильтонианом спинов $S = 1/2$, иными словами, при низких температурах главную роль играют нижайшие спиновые дублеты. Заметим, однако, что такое описание привносит резкую анизотропию магнитных свойств этих моделей: эти системы становятся изинговского типа или XY-типа в зависимости от того, какие два уровня (дублет) полного момента соответствующей f-орбитали магнитного иона обладают меньшей энергией [4].

Хорошо известно, что в спиновых системах магнитная анизотропия играет существенную, принципиальную роль при теоретическом рассмотрении магнитных свойств таких систем при низких температурах [5]. Магнитная анизотропия проявляется в снятии вырождения (по направлению квантования полного спина системы). Эта ситуация возникает в многочастичных АФ спиновых системах, в которых гейзенберговское АФ спин-спиновое взаимодействие изотропно, и, следовательно, направления спинов вдоль любого вектора решетки энергетически эквивалентны. Магнитная анизотропия приводит к ситуации, когда некоторые кристаллические направления становятся более энергетически предпочтительными. В этом случае полный спин системы уже не является интегралом движения (другими словами, его оператор не коммутирует со спиновым гамильтонианом системы). Хорошо известно, что магнитная анизотропия является проявлением кристаллического (электрического) поля лигандов (т.е. соседних немагнитных ионов) [4]. Это поле взаимодействует со спиновой подсистемой электронов магнитных ионов посредством спин-орбитальной связи (которая обычно слаба). Поэтому изменение (появление) магнитной анизотропии обусловлено изменением симметрии немагнитных соседних ионных решеточных мест. Возникновение одноосной магнитной анизотропии в спиновой подсистеме понижает симметрию спинов от $SU(2)$ для гейзенберговской модели до $U(1)$ для одноосной модели. Магнитная анизотропия может быть как одноионной, так и межионной [4,5]. В настоящей работе изучаются существенно многочастичные спиновые системы, поэтому прежде всего мы будем рассматривать влияние межионной магнитной анизотропии. На самом деле, система спинов $S = 1/2$ может обладать только межионной магнитной анизотропией.

В работе показано, что при низких температурах одномерная АФ гейзенберговская цепочка спинов $S = 1/2$ нестабильна относительно появления магнитной анизотропии типа «легкая плоскость». Эта магнитная анизотропия появляется благодаря слабой дисторсии немагнитных ионов, т.е. трехмерной (немагнитной) решетки, и, как следствие, изменению их кристаллических полей. Результаты получены в приближении среднего поля. Это приближение хорошо обосновано, так как несмотря на то, что в рассматриваемой модельной системе спин-спиновое обменное взаимодействие одномерное, решетка — трехмерная, так что метод среднего поля, без сомнения, может быть здесь использован. Более того, мы будем изучать нестабильность магнитно-изотропных однородных систем относительно однородной деформации, которая создает вдоль всей цепочки однородную магнитную анизотропию, т.е. не рассматривая вероятности фазового перехода в несоизмеримые фазы (состояния). Другими словами, фонон, который снимает спиновое вырождение, имеет соизмеримый волновой вектор (квазиимпульс), и нестабильность АФ гейзенберговской цепочки в основном определяется этим фононом. Рассмотрим также влияние внешнего магнитного поля и ненулевой температуры на вышеуказанную нестабильность.

Нестабильность, изученная в этой работе, очень похожа на фазовый переход типа Пайерлса в цепочке спинов $S = 1/2$ XY-модели [6,7]. Спонтанное возникновение двухосной магнитной анизотропии в XY-модели со спинами $S = 1/2$ предсказано в [8]. Во всех упомянутых работах гамильтониан XY-цепочки спинов отображался (используя преобразование Иордана—Вигнера [9]) на гамильтониан невзаимодействующей линейной цепочки бесспиновых фермионов (гамильтониан которой является квадратичной формой фермионных операторов рождения и уничтожения спинонов), т.е. в статьях [6–8] изучались эффективно невзаимодействующие фермионные системы. Рассмотрим одномерную гейзенберговскую АФ цепочку спинов $S = 1/2$; используя преобразование Иордана—Вигнера, ее можно отобразить на одномерную бесспиновую фермионную систему с двухчастичным взаимодействием. Следовательно, мы изучаем существенно многочастичный кооперативный эффект Яна—Теллера во взаимодействующей одномерной квантовой спиновой системе.

Гамильтониан периодичной цепочки N спинов $S = 1/2$ с антиферромагнитным взаимодействием имеет вид

$$\mathcal{H}_0 = -\frac{1}{2}\sum_{n=1}^{N}(\sigma_n^x\sigma_{n+1}^x + \sigma_n^y\sigma_{n+1}^y + \Delta\sigma_n^z\sigma_{n+1}^z) , \quad (1)$$

где σ_n^α $(\alpha = x, y, z)$ — операторы Паули α-проекции спина в n-ом положении; обменная постоянная приравнена единице; Δ — параметр (межионной) магнитной анизотропии, (отметим, что $|\Delta| > 1$ соответствует анизотропии типа «легкая ось», в то время как $|\Delta| < 1$ описывает магнитную анизотропию типа «легкая плоскость»; случай $\Delta = -1$ соответствует изотропной АФ спиновой цепочке). Волновая функция с M спинами, направленными вниз, может быть найдена в форме так называемого анзатца Бете, т.е. суперпозиции плоских волн

$$\Psi = \sum_{x_1<x_2<\ldots<x_M}\sum_P A_P \exp\left(i\sum_{j=1}^{M} p_{P_j}\, x_j\right)|\, x_1 \ldots x_M\rangle , \quad (2)$$

где x_j — координаты j-го спина, направленного вниз; p — квазиимпульсы (сопряженные координатам) и P — все возможные перестановки. Вектор $|\, x_1 \ldots x_M\rangle = \sigma_{x_1}^- \ldots \sigma_{x_M}^-|0\rangle$, где $|0\rangle$ — состояние с полностью поляризованными спинами: все спины направлены вверх (ферромагнитное состояние), где $\sigma_n^\pm = \sigma_n^x \pm i\sigma_n^y$ — операторы увеличения и уменьшения z-проекции спинов. Тогда энергия такой АФ цепочки с M спинами, направленными вниз, равна

$$E_{\text{mag}} = -\frac{N\Delta}{2} + 2\sum_{j=1}^{M}(\Delta - \cos p_j) . \quad (3)$$

Значения квазиимпульсов, параметризующих собственные функции и собственные значения уравнения Шредингера, находятся из периодических граничных условий, которые имеют вид хорошо известных уравнений анзатца Бете:

$$Np_j = 2\pi I_j - \sum_{l=1,\ l\neq j}^{M}\theta(p_j\, , p_l) , \quad (4)$$

где

$$\theta(p_j\, , p_l) =$$
$$= 2\,\text{arctg}\left[\frac{\Delta\sin((p_j - p_l)/2)}{\cos((p_j + p_l)/2) - \Delta\cos((p_j - p_l)/2)}\right] , \quad (5)$$

и I_j — целые (полуцелые) числа при M нечетном (четном). Эти числа параметризуют собственные функции (2) и собственные значения (3) рассматриваемой квантовой задачи. Ясно, что в пределе $\Delta \to 0$ система переходит в изотропную XX-спиновую цепочку и уравнения (4) переходят в хорошо известные периодические граничные условия для свободного одномерного решеточного газа фермионов. Пусть $\Delta = -1 + x\delta$, т.е. параметр $x\delta$ характеризует появление магнитной анизотропии (x — магнитоупругая постоянная; параметр δ определяет искажение симметричной конфигурации немагнитных лигандов). Магнитная анизотропия вызывается изменением кристаллического поля лигандов, следовательно, она связана со смещением положений равновесия трехмерной решетки (немагнитных) лигандов. Этот процесс в первом приближении по δ приводит к увеличению энергии упругой подсистемы:

$$E_{\text{el}} = NC\,\frac{\delta^2}{2} , \quad (6)$$

где C — упругая постоянная. То есть уменьшение магнитной энергии в уравнении (3), которое обусловлено магнитной анизотропией, сопровождается увеличением упругой энергии (как и должно быть). Другими словами, снятие вырождения гейзенберговской АФ спиновой цепочки происходит благодаря эффекту, аналогичному кооперативному эффекту типа Яна-Теллера [4], т.е. влиянию упругих подсистем на электронные подсистемы. Энергию спиновой подсистемы — уравнение (3) — находим точно, используя хорошо известные результаты классических работ [10]. Пусть $\Delta \equiv -1 + x\delta = -\cos\mu$ $(x\delta > 0)$ для магнитной анизотропии типа «легкая плоскость». Тогда уравнения анзатца Бете (4) для АФ спиновой цепочки могут быть решены в термодинамическом пределе (т.е. при $N \to \infty$, $M \to \infty$ и при M/N фиксированном); они принимают вид

$$\frac{\sin\mu}{\text{ch}\,\alpha - \cos\mu} =$$

$$= 2\pi\rho(\alpha) + \int_{-Q}^{Q} d\beta\, \rho(\beta)\, \frac{\sin 2\mu}{\operatorname{ch}(\alpha - \beta) - \cos 2\mu}\,, \quad (7)$$

где произведена замена переменных: от квазиимпульсов p_j мы перешли к быстротам α, ($\rho(\alpha)$ — плотность квантовых быстрот α, и с этого момента именно они будут параметризовать собственные значения и собственные векторы нашей спиновой подсистемы). Пределы интегрирования $(-Q,Q)$ определяются значением M ($M = \int_{-Q}^{Q} d\alpha\, \rho(\alpha)$), т.е. они связаны с полной намагниченностью системы). В работе [10] было строго доказано, что в отсутствие внешнего магнитного поля h быстроты α полностью заполняют интервал $[-\infty,\infty]$ для АФ спиновой цепочки. Решение уравнения (7) находится с использованием преобразования Фурье. Подставляем это решение в термодинамический предел уравнения (3)

$$E_{\text{mag}} = -\frac{N\Delta}{2} - N \int_{-Q}^{Q} d\alpha\, \rho(\alpha)\, \frac{2 \sin^2 \mu}{\operatorname{ch} \alpha - \cos \mu}\,, \quad (8)$$

для $h = 0$ ($Q = \infty$) получаем

$$E_{\text{mag}} = -N \sin \mu \int_{-\infty}^{\infty} dx\, \frac{\operatorname{sh}(\pi - \mu)x}{\operatorname{ch}(\mu x)\, \operatorname{sh}(\pi x)} - N\Delta\,. \quad (9)$$

Найдем минимум суммы $E_{\text{tot}} = E_{\text{mag}} + E_{\text{el}}$ по дисторсии δ в немагнитной решетке. Минимум энергии для АФ цепочки с анизотропией типа «легкая плоскость» определяется решением уравнения

$$C\delta_{\text{eqv}} = \\ = \frac{\partial}{\partial\delta}\left[\sin(\mu(\delta)) \int dx\, \frac{\operatorname{sh}[(\pi - \mu(\delta))x]}{\operatorname{sh}(\pi x)\, \operatorname{ch}(\mu(\delta)x)} + \Delta\right]\Bigg|_{\delta = \delta_{\text{eqv}}}\,. \quad (10)$$

Построим зависимость полной энергии основного состояния (предполагается, что решетка находится в основном состоянии при любом масштабе рассмотрения) упругой и магнитной подсистем от смещения δ трехмерной немагнитной решетки лигандов. На рис. 1,*а* эта зависимость показана для значения упругой постоянной $C = 0{,}46$ (заметим, что все величины измеряются в единицах постоянной изотропного обмена). Видно, что минимум полной энергии соответствует ненулевому значению дисторсии решетки. Это означает, что в основном состоянии минимальная энергия связана со смещением трехмерных немагнитных ионов. Оно, в свою очередь, производит электрическое поле, которое приводит к ненулевой магнитной анизотропии одномерной АФ спиновой подсистемы вследствие спин-орбитальной связи.

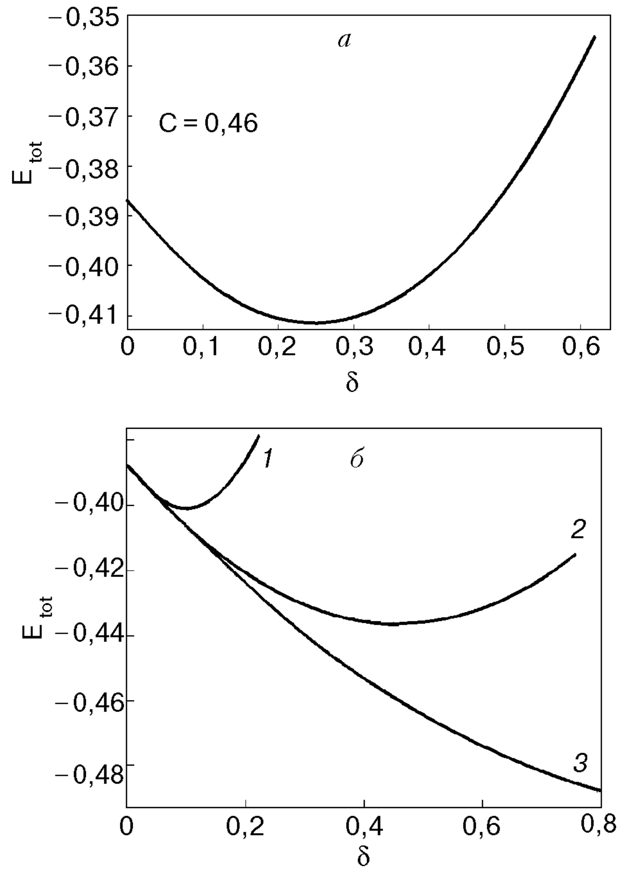

Рис. 1. Полная энергия основного состояния магнитной и упругой подсистем E_{tot} от величины смещения δ положения немагнитных ионов (лигандов) в кристаллической решетке. Упругая постоянная $C = 0{,}46$ (*а*), для разных значений постоянной упругости решетки C: 0,84 (*1*), 0,24 (*2*), 0,14 (*3*) (*б*).

Наблюдается ли такое поведение для любого значения упругой постоянной C? На рис. 1,*б* построена зависимость полной энергии основного состояния нашей системы от смещения δ для нескольких значений упругой постоянной C. Можно заметить, что минимум по δ, который связан с ненулевым смещением решетки лигандов, при увеличении упругой постоянной C смещается в сторону уменьшения δ, а при малых C он не наблюдается. Это очевидно, так как для того, чтобы заметить эффект магнитной анизотропии в спиновых подсистемах (который обычно очень мал), необходимы достаточно большие упругие смещения.

Таким же образом можно изучить аналогичный эффект для $\Delta < -1$, т.е. для магнитной анизотропии типа «легкая ось». Аналогичным способом решаем уравнения анзатца Бете (4) для этого случая. После длительных, но очевидных вычислений находим, что для любого значения упругой постоянной минимум полной энергии основного состояния спиновой и упругой подсистем соответствует нулевому значению искажения δ трехмерной решетки лигандов. Таким образом, мы получили, что для этого случая дополнительное электрическое поле лигандов отсутствует, поэтому отсутствует магнитная анизотропия типа «легкая ось». Этот результат можно было ожидать, так как хорошо известно, что в случае магнитной анизотропии типа Изинга («легкая ось») спектр низколежащих возбуждений АФ цепочки спинов $S = 1/2$ в отсутствие внешнего магнитного поля или в достаточно слабых магнитных полях щелевой (активационный).

Попытаемся узнать, что происходит с такой неустойчивостью одномерной гейзенберговской АФ спиновой цепочки при появлении анизотропии типа «легкая плоскость» при включении внешнего магнитного поля h. Сначала рассмотрим случай малых магнитных полей $h \ll 1$. Тогда гамильтониан спиновой подсистемы имеет вид

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 - h \sum_n \sigma_n^z \,, \qquad (11)$$

где $h = g\mu_B H$; g — гиромагнитное отношение; H — магнитное поле; μ_B — магнетон Бора. Используя результат работы [10] (т.е. решая интегральное уравнение (7) методом Винера—Хопфа для достаточно слабых магнитных полей), получаем

$$E_{\mathrm{mag}} = E_{\mathrm{mag}}\big|_{h=0} - Nh^2 \,\frac{\mu}{4\pi(\pi-\mu)\sin\mu} \,. \qquad (12)$$

Находя минимум полной спиновой и упругой энергии по сдвигу решетки δ, видим, что для любого слабого магнитного поля h минимальная энергия основного состояния соответствует появлению ненулевой минимальной деформации δ. Зависимость полной энергии основного состояния спиновой и упругой подсистем от внешнего магнитного поля h и сдвига лигандов в трехмерной решетке δ приведена на рис. 2. Видно, что для любого значения магнитного поля h в зависимости полной энергии от деформации существует минимум (который соответствует ненулевому смещению δ).

Для достаточно сильных магнитных полей $h > h_c$, где h_c — критическое поле перехода в спин-поляризованное («ферромагнитное») состояние, можно минимизировать полную энергию E_{tot} по δ, что дает

$$\delta_{\mathrm{eqv}} = x/4C \,. \qquad (13)$$

Это означает, что в данном случае сильное внешнее магнитное поле тоже существенно не изменяет ситуацию: кооперативный эффект в электрической кристаллической спиновой подсистеме и дисторсия трехмерной решетки лигандов в упругой подсистеме приводят к ненулевой магнитной анизотропии типа «легкая плоскость». Таким образом, можно заключить, что появление магнитной анизотропии типа «легкая плоскость» в гейзенберговской АФ спиновой цепочке не зависит от внешнего магнитного поля.

Выше мы изучали свойства гейзенберговской квантовой спиновой цепочки в основном состоянии. Однако хотелось бы понять, что происходит с поведением системы при ненулевой температуре T. Легко видеть, что (в рассматриваемом случае межионной магнитной анизотропии) для очень высоких температур изотропная спиновая система будет устойчивой (это также понятно из соображений симметрии: обычно высокотемпературная фаза соответствует более высокой симметрии). Возникает вопрос, равна ли критическая температура T_c такого кооперативного фазового перехода типа Яна—Теллера нулю (что обычно бывает в одномерных системах, где нуль — единственная особая точка по температуре T) или существует некий диапазон температур, в котором для спиновой

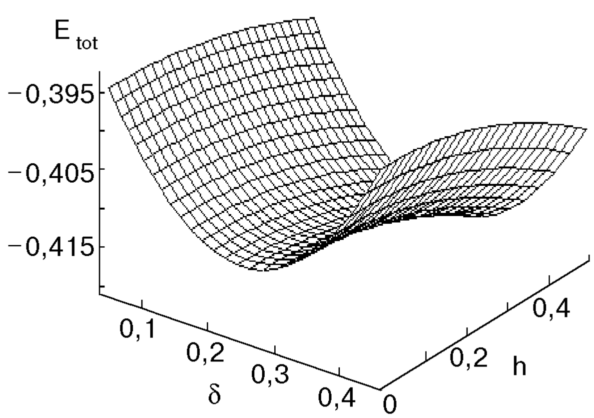

Рис. 2. Зависимость полной энергии основного состояния магнитной и упругой подсистем E_{tot} от величины смещения δ и слабого внешнего магнитного поля h.

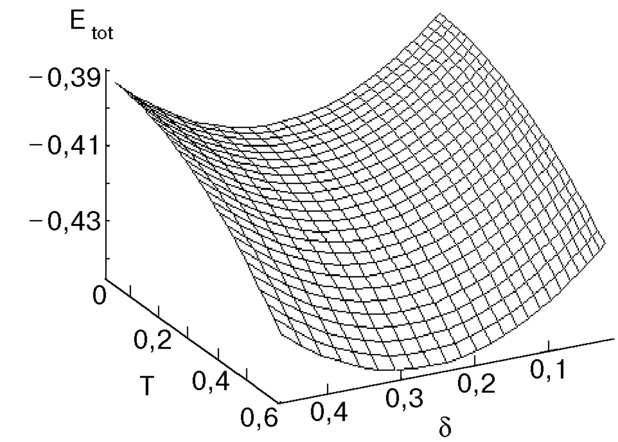

Рис. 3. Зависимость полной свободной энергии системы от температуры T, деформации решетки δ и слабого внешнего магнитного поля h. Температуры достаточно низки по сравнению с обменной постоянной (единица).

цепочки $S = 1/2$ возникает фаза с ненулевой магнитной анизотропией типа «легкая плоскость»? Чтобы ответить на этот вопрос можно воспользоваться термическим анзатцем Бете [11] (для упрощения можно рассмотреть только случай низких температур). При низких температурах хорошо известно разложение Зоммерфельда (см., например, [12])

$$E_{\text{mag}} = E_{\text{mag}} - N\,\frac{\pi T^2}{6 v_F}\,, \qquad (14)$$

где v_F — скорость Ферми нижайших возбуждений АФ цепочки (спинонов). Для случая нулевого магнитного поля ее легко получить: $v_F = \pi \sin(\mu)/\mu$ [10]. Находим минимум полной свободной энергии $E_{\text{tot}} = E_{\text{mag}} + E_{\text{el}}$ (напомним, что мы

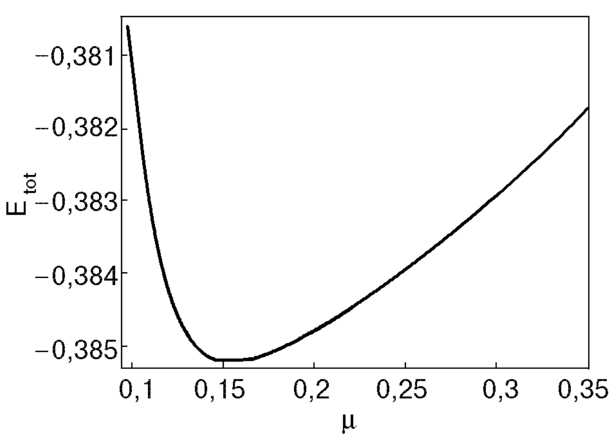

Рис. 4. Зависимость полной энергии основного состояния магнитной и упругой подсистем E_{tot} от смещения μ положения немагнитных ионов в кристаллической решетке. Зависимость магнитной анизотропии от параметра смещения μ нелинейна.

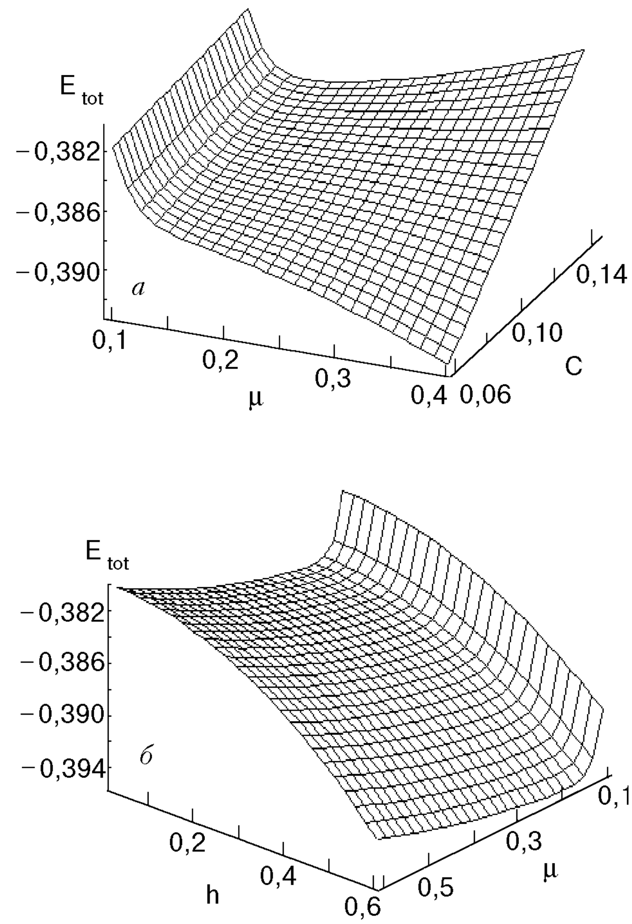

Рис. 5. Зависимость полной энергии основного состояния магнитной и упругой подсистем E_{tot} от величины смещения μ и упругой постоянной решетки C (*а*) и слабого внешнего магнитного поля h (*б*).

рассматриваем достаточно низкие температуры, т.е. предполагаем, что упругая подсистема еще находится в основном состоянии) по деформации лигандов δ. Наше предположение о том, что упругая подсистема находится в основном состоянии оправданно, потому что ее масштаб энергий обычно больше масштаба энергий магнитной подсистемы. На рис. 3 построена зависимость полной свободной энергии системы от деформации δ и температуры (мы рассматриваем только достаточно низкие температуры). Видно, что минимум в зависимости от δ (соответствующий ненулевому смещению равновесия и, следовательно, ненулевой магнитной анизотропии) существует в области низких температур, в то время как при увеличении температуры он начинает исчезать.

Мы можем предположить, что для достаточно сильного магнитного поля (поле должно быть больше, чем величина щели элементарного спинового возбуждения) также можно ожидать

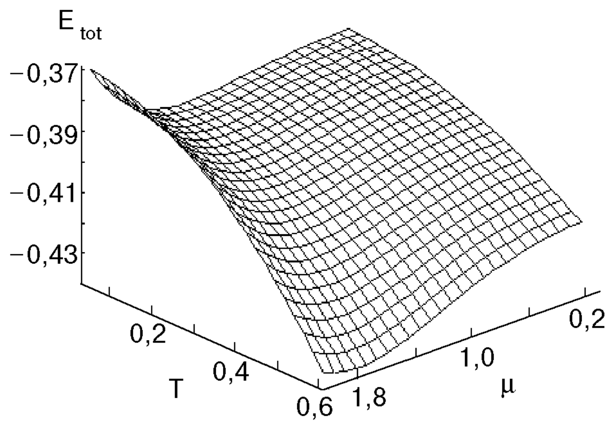

Рис. 6. Зависимость полной свободной энергии системы от температуры T и деформации решетки μ.

появление магнитной анизотропии типа «легкая ось».

Отметим, что эффект не зависит от способа введения связи между спиновой и упругой подсистемами. Результаты качественно проявляются, когда мы рассматриваем E_{mag} как функцию μ и упругую энергию в виде $E_{\mathrm{el}} = NC\mu^2/2$, (см., например, [7]). На рис. 4,5 представлены зависимости полной энергии магнитной и упругой подсистем в основном состоянии от смещения (в данном случае μ), упругой константы C и магнитного поля h в основном состоянии, а на рис. 6 представлена зависимость полной свободной энергии от температуры и смещения (при низких температурах). Видно, что минимум энергии соответствует ненулевому значению смещения решетки лигандов. Видно также, что качественно характер поведения полной энергии магнитной и упругой подсистем от дисторсии трехмерной немагнитной решетки не зависит от способа введения смещения, т.е. эффект модельно устойчив.

К сожалению, нам не известны эксперименты, проведенные в системах с одномерными квантовыми АФ цепочками спинов $S = 1/2$, которые показывали бы появление спонтанной магнитной анизотропии в явном виде. Однако можно рассмотреть результаты недавних экспериментов [13] по квазидвумерным антиферромагнетикам $Ba_2CuGe_2O_7$ с магнитными ионами Cu^{2+}. Там даже для достаточно изотропной (квадратной) спиновой решетки учет магнитной анизотропии является необходимым для объяснения зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля. По нашему мнению, такой эффект является косвенным подтверждением предсказанного появления магнитной анизотропии, хотя и для двумерной АФ гейзенберговской системы спинов 1/2. Но мы полагаем, что этот эффект должен возникать для любой АФ системы спинов 1/2, основное состояние которой не является магнитоупорядоченным, и низколежащие возбуждения которой бесщелевые.

Сделаем выводы: в этой работе изучена одномерная квантовая гейзенберговская АФ цепочка спинов 1/2. Показано, что под влиянием трехмерной решетки немагнитных ионов (лигандов) гейзенберговская спиновая цепочка становится неустойчивой относительно появления магнитной анизотропии типа «легкая плоскость». Внешнее магнитное поле не влияет на этот кооперативный магнитоупругий эффект типа Яна-Теллера. Мы также показали, что фаза с ненулевой магнитной анизотропией существует для некоторого (ненулевого) интервала низких температур. Неустойчивость, изученная в этой работе, аналогична хорошо известной неустойчивости Пайерлса цепочки спинов 1/2 [6,7], однако, насколько нам известно, это первая теоретическая работа, изучающая кооперативные эффекты такого рода в существенно взаимодействующей многочастичной системе. Микроскопический источник исследуемой неустойчивости — снятие вырождения спиновой подсистемы с изотропным обменным взаимодействием вследствие возникновения магнитной анизотропии, связанной с изменением электрического поля немагнитных ионов решетки.

Один из авторов (А.А.З.) благодарен Deutsche Forschungsgemeinschaft за частичную поддержку этих исследований.

1. M. Hase, I. Terasaki, and K. Uchinokura, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3651 (1993).
2. M. Isobe and Y. Ueda, *J. Phys. Soc. Jpn.* **65**, 1178 (1996); Y. Fujii, Y. Fujii, H. Nakao, T. Yosihama, M. Nishi, K. Nakajima, K. Kakurai, M. Isobe, Y. Ueda, and H. Sawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **66**, 326 (1997); M. Isobe and Y. Ueda, *Techn. Rept. ISSP*, **A3253**, (1997).
3. V. M. Korepin, N. M. Bogoliubov, and A. G. Izergin, *Quantum Inverse Scattering Method and Correlation Functions*, Cambridge University Press, Cambridge (1993).
4. А. К. Звездин, В. М. Матвеев, А. А. Мухин, А. И. Попов, *Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах*, Наука, Москва (1985).
5. D. C. Mattis, *The Theory of Magnetism*, Berlin, Springer, P. I, (1981), P. II (1985).
6. P. Pincus, *Solid State Commun.* **22**, 1971 (1971); G. Beni and P. Pincus, *J. Chem. Phys.* **57** 3531 (1972); A. M. Kosevich and V. I. Khokhlov, *Solid State Commun.* **11**, 461 (1972).

7. J. Y. Dubois and J. P. Carton, *J. Phys. (Paris)* **35**, 371 (1974); Y. Lépine and A. Caillé, *J. Chem. Phys.* **67**, 5598 (1977); C. Tannous and A. Caillé, *Can. J. Phys.* **57**, 508 (1979); Y. Lépine and A. Caillé, *J. Chem. Phys.* **71**, 3728 (1979); Y. Lépine, *Phys. Rev.* **B24**, 5242 (1981).
8. А. Е. Боровик, А. А. Звягин, *ФТТ* **33**, 1587 (1991).
9. P. Jordan and E. Wigner, *Z. Phys.* **47**, 631 (1928).
10. C. N. Yang and C. P. Yang, *Phys. Rev.* **150**, 327 (1966).
11. M. Takahashi and M. Suzuki, *Progr. Theor. Phys.* **48**, 2187 (1972).
12. H. W. J. Blöte, J. L. Cardy, and M. P. Nightingale, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 742 (1986); I. Affleck, *ibid* **56**, 746 (1986).
13. A. Zheludev, S. Maslov, G. Shirane, Y. Sasago, N. Koide, K. Uchinokura, D. A. Tennant, and S. E. Nagler, *Phys. Rev.* **B56**, 14006 (1997).

Instability of a one-dimensional quantum antiferromagnet under magnetic anisotropy

D. M. Apalkov and A. A. Zvyagin

The exact quantum mechanical solution is used to show that the one-dimensional Heisenberg spin chain in a real three-dimensional crystal is unstable with the appearence of an easy-plane magnetic anisotropy. It is found that the magnetic anisotropy appears due to the Jahn-Teller type effect:strong spin-lattice coupling. Change in the equilibrium position of ligands results in an induced magnetic anisotropy in the spin chain.