



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P17-2000-36

Ф.К.Рахимов*, Х.О.Абдуллоев*, В.К.Федянин

О СОКРАЩЕНИИ ДЛИНЫ КЛАССИЧЕСКОГО
СПИНА ОДНОМЕРНЫХ МАГНЕТИКОВ
ГЕЙЗЕНБЕРГА СО ЗНАЧЕНИЕМ СПИНА $S > 1/2$

*Таджикский государственный национальный университет

2000

Введение

В последние годы значительно возрос интерес к исследованию магнитных систем [1–5]. Особое внимание уделяется изучению ферромагнетиков со спином $S > 1/2$, для которых точные результаты, как правило, не получены, а теоретическая часть исследования ограничивается рамками классического подхода. Однако с помощью классического подхода нельзя полностью описать природу таких магнетиков, так как нельзя свести вклад различных взаимодействий в поведение к эффективным полям-функции одного лишь вектора намагниченности. С помощью классического подхода получают приемлемые результаты для магнетиков со спином $S > 1/2$ и в пределе $S \rightarrow \infty$. Реальная ситуация, при которой спин большинства магнетиков конечен по величине $S > 1/2$, требует дополнительного исследования, так же как и учет квантовой природы магнетиков.

Также большое внимание уделяется исследованию нового типа коллективных возбуждений в магнитоупорядоченных средах, так называемых частицеподобных или солитоноподобных возбуждений. Обычно они появляются как локализованные решения классических уравнений, таких как SG , НУШ, Ландау–Лифшица и т.д. С другой стороны, основой микроскопического изучения большого класса магнетиков являются модели Гейзенберга [6–8]. Естественно возникает вопрос об отношении коллективных нелинейных эффектов в классических и квантовых моделях [9], т.е. о формулировании достаточно последовательной “процедуры сведения” квантовых решеточных моделей Гейзенберга к классическим полевым моделям. Это необходимо для более полного учета квантовой природы магнетиков в получаемых уравнениях.

В данной работе исследуются магнитные соединения, которые описываются с помощью модели Гейзенберга. Сначала коротко остановимся над обоснованием выбора объекта исследования. С этой целью представим те модели, которыми описываются магнитные соединения и укажем преимущество и необходимость изучения магнетиков модели Гейзенберга.

1. Основные модели описываемых магнитных систем

а) Модель Изинга

Одной из крайне немногочисленных моделей, допускающих в ряде случаев точное решение, является модель Изинга, описывающая систему спинов, связанных обменным взаимодействием, величина которого зависит лишь от значений Z – компонент взаимодействующих спинов. Эта модель занимает особое место в статистической физике. Введенная первоначально для описания анизотропного обмена в сильных магнетиках [10] модель Изинга со своим развитым математическим аппаратом оказалась эффективным средством для формулировки и решения ряда других проблем из очень далеких областей физики. Таких, например, как фазовый переход порядок–беспорядок в бинарных системах [11,12] и сегнетоэлектриках [13], конформация полимерных молекул [14,15] и ряда других.

В итоге интенсивных исследований точно решаемых моделей Изинга в настоящее время можно определять (по крайней мере, в принципе) их любые равновесные параметры, такие как теплоемкость, намагниченность, включая так же и такие тонкие характеристики системы, как равновесные спиновые корреляционные функции [16–18].

В настоящее время известно значительное количество соединений, в частности магнетиков, в которых реализуется одно– или двумерная изинговская ситуация (см. таблицу).

Таблица 1

Вещество с обменным взаимодействием изинговского типа

$$H = -2J \sum_j S_j^z S_{j+1}^z$$

№ п/п	Вещество	Спин	Размерность	Величина обменного интеграла
1.	$H_3 Fe (C N_6)$	$\frac{1}{2}$	1	-0,23
2.	$(N H_4) Mn F_5$	$\frac{1}{2}$	1	-12
3.	$Cs Co Cl_3 \cdot 2H_2O$	$\frac{1}{2}$	1	-23
4.	$Cs Co Cl_3$	$\frac{1}{2}$	1	-75
5.	$Co Cl_2 \cdot 2 N C_5 H_5$	$\frac{1}{2}$	1	+9,5
6.	$Co Cl_2 \cdot 2 H_2 O$	$\frac{1}{2}$	1	+9,3
7.	$[(CH_3)_3NH]CoCl_3 \cdot 2H_2O$	$\frac{1}{2}$	1	+9,9
8.	$Rb Fe Cl_3 \cdot 2 H_2 O$	$\frac{1}{2}$	1	-0,35
9.	$Co Cs_3 Rr_5$	$\frac{1}{2}$	2	-0,22
10.	$Co (H COO)_2 \cdot 2 H_2 O$	$\frac{1}{2}$	2	-4,3
11.	$R B_2 Co F_4$	$\frac{1}{2}$	2	-91
12.	$K_2 Co F_4$	$\frac{1}{2}$	2	-97
13.	$Fe Cl_2$	$\frac{1}{2}$	2	+3,4
14.	$Cs Fe Cl_3 \cdot 2 H_2 O$	$\frac{1}{2}$	1	-42

В их изучении все возрастающую роль играют методы, связанные с нарушением равновесного состояния вещества, такие, например, как магнитный резонанс, рассеяние нейтронов [19,20]. Для получения информации об исследуемом объекте с помощью этих методов необходимы соответствующие теории, дающие связь между наблюдаемыми величинами и параметрами внутреннего строения вещества. Однако построение полной микроскопической теории неравновесного поведения модели Изинга является задачей, не решенной до сих пор даже в случае одного измерения. Это связано прежде всего с

необходимостью учета в такой теории, наряду со спин–спиновыми взаимодействиями, взаимодействий спинов как с термостатом, так и с внешними полями.

Отметим, что несмотря на некоторые упрощения в процессе построения теории по модели Изинга для каждого этапа остаются значительные трудности, стоящие перед равновесной теорией. Они носят как общий характер (сложность вывода и решения уравнений движения параметров, характеризующих состояние системы), так и частный, связанный со спецификой изучаемой модели, и зачастую являются непреодолимыми в рамках точной теории. Поэтому подавляющее большинство известных в настоящее время результатов получено приближенными методами, причем сделанные приближения часто носят полуинтуитивный характер и не поддаются количественной оценке. Число же точных результатов является крайне незначительным.

б) XY–модель

К сожалению, XY–обмен крайне редко реализуется в природе и поэтому интересные результаты работ [21,22] не находят применения для экспериментов по динамике спиновых систем.

в) Модель Гейзенберга

Основным инструментом (теоретическим) для изучения широкого класса магнетиков являются модели Гейзенберга [23,24].

Гейзенберг впервые обратил внимание на обменное взаимодействие еще в 1928г. [23]. Согласно его представлениям, между спинами S_i и S_j i -го и j -го атомов имеется взаимодействие с характерной энергией вида

$$H = - 2 J S_i S_j, \quad (1)$$

где J – обменный интеграл.

Интеграл J достигает значений порядка 10^3 см^{-1} ($\sim 10 \text{ К}$), превосходя в 10^3 раз [24] диполь–дипольное взаимодействие, и, следовательно, может быть ответствен за образование спонтанной намагниченности. В случае $J > 0$ устанавливается обладающее более низкой энергией состояние с параллельными спинами S_1 и S_2 , а при $J < 0$ устойчива антипараллельная ориентация спинов, что приводит к антиферромагнетизму. Поскольку обменное взаимодействие по своей природе является близкодействующим, то J принимает наибольшее значение, если S_i и S_j принадлежат ближайшим соседям. Благодаря тенденции к параллельному упорядочению, все соседние спины в конечном итоге выстраиваются параллельно, в результате чего и формируется спонтанная намагниченность. Согласно теории Вейса [25], предполагалось, что молекулярное поле пропорционально средней намагниченности, а это соответствует допущению, что для любой пары спинов S_1 и S_2 , независимо от расстояния между ними, обменное взаимодействие одно и то же. Однако в действительности обменные силы являются близкодействующими, поэтому когда с приближением температуры к точке Кюри параллельность спинов в целом значительно нарушается, она все же сохраняется у сравнительно близких соседей, образующих кластеры с параллельными спинами.

Модель Гейзенберга [23,24], которой соответствует подавляющее большинство соединений (см. табл. 2), позволяет получить точное описание и статистических, и динамических свойств.

Разработка теории динамических, статистических процессов в модели Гейзенберга представляется весьма актуальной, тем более что именно в гейзенберговских системах есть надежда совместить экспериментальное изучение динамических свойств в переменном поле с их строгим теоретическим описанием.

Таблица 2

Вещества гейзенберговского типа

$$H = -J \sum_j (S_j S_{j+1} + \delta S_j S_{j+1})$$

№ п/п	Вещество	Спин	Размерность	Величина J/K
1.	Cu SO ₄ · 5 H ₂ O	1/2	1	-1,45
2.	Cu SeO ₄ · 5 H ₂ O	1/2	1	-0,8
3.	Cu (NH ₃) ₄ SO ₄ · H ₂ O	1/2	1	-3,5
4.	Cu (NH ₃) ₄ SeO ₄ · H ₂ O	1/2	1	-2,36
5.	Cu Cl ₂	1/2	1	
6.	Cu Br ₂	1/2	1	
7.	Cu (HCO ₂) ₂ · (OH) ₂	1/2	2	
8.	Cu (C ₆ H ₅ COO) ₂ · 3 H ₂ O	1/2	1	
9.	Cu (NH ₃)(NO ₃) ₂	1/2	1	1,2
10.	Cu Cl ₂ · 2NC ₃ H ₅	1/2	1	-13
11.	KCuF ₃	1/2	1	-190
12.	Cs Ni Cl ₃	1	1	-13
13.	Rb Ni Cl ₃	1	1	-17
14.	(CH ₃) ₄ N Ni Cl ₃	1	1	+2
15.	Cs Ni F ₃	1	1	+11,8
16.	K Ni F ₃	1	1	
17.	Tl Ni Cl ₃	1	1	+2
18.	K ₂ Ni F ₄	1	1	
19.	Rb ₂ Ni F ₄	1	1	
20.	Tl ₂ Ni F ₄	1	1	
21.	Ba ₂ Ni F ₆	1	1	
22.	N H ₄ Ni Cl ₃	1	1	

23.	$\text{Ni}(\text{HCOO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	1	1	
24.	$\text{Cs Mn Cl}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	5/2	1	-6,5
25.	Cs Mn F_3	5/2	1	
26.	Cs Mn I_3	5/2	1	
27.	Rb Mn Br_3	5/2	1	
28.	$\text{C}_3 \text{ Mn Br}_3$	5/2	1	
29.	Ba Mn F_4	5/2	2	
30.	$\text{K}_2 \text{ Mn F}_4$	5/2	2	10,1
31.	$\text{Rb}_2 \text{ Mn F}_4$	5/2	2	0,3
32.	$\text{Rb}_2 \text{ Mn Cl}_4$	5/2	2	9,2
33.	$\text{Cs}_2 \text{ Mn Cl}_4$	5/2	2	3,0
34.	$\text{Cs Mn Cl}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	5/2	1	3,2
35.	$\text{Cs Mn Br}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	5/2	1	3,0
36.	TMMC	5/2	1	-6,5
37.	$\text{V}_0 \text{ C E}$		2	1,48
38.	Rb Fe Cl_3	2	1	?
39.	Fe Ps_3	3/2	1	?
40.	Cs Cu Cl_3	1/2	1	?

Как уже отмечалось, основным теоретическим инструментом для широкого класса магнетиков являются модели Гейзенберга. Экспериментальные исследования [25–27] одномерных магнетиков, таких как кристаллы CsNiF_3 , $(\text{CH}_3)_4\text{NMnCl}_3$, PbFeCl_3 и $[(\text{CH}_3)_4\text{N}][\text{NiCl}_3]$, вскрыли существование в них при низких температурах возбуждений, которые могут быть интегрированы как солитоны. Солитоны обычно описываются решениями нелинейных классических уравнений. Следовательно, возникает вопрос об отношении коллективных нелинейных эффектов в классических и квантовых моделях, т.е. проблема формулирования достаточно последовательной “процедуры сведения” моделей квантовой статистической механики, в частности квантовых решеточных моделей Гейзенберга с классическими полевыми моделями. Иногда такой переход осуществляется путем формальной замены спинового оператора S в узле кристаллической решетки классической величиной, равной магнитному моменту, приходящемуся на один узел, M . Оправданию такой процедуры посвящено большое количество работ, среди них важное место занимает работа Херринга и Киттеля [28], см. также [29]. Такая процедура, справедливая для случая спина $S \rightarrow \infty$, приводит к известным классическим моделям: уравнению Ландау–Лифшица, Син–Гордона и др.

2. Эффект сокращения длины классического спина для магнетиков Гейзенберга со значением спина $S > 1/2$

1. Будем исследовать анизотропный магнетик Гейзенберга со спином $S=1$, который описывается гамильтонианом

$$H = -J_0 \sum_j (S_j S_{j+1} + \bar{\delta} S_j^Z S_{j+1}^Z), \quad (2)$$

где J_0 – обменный интеграл, $\bar{\delta}$ – константа анизотропии.

Для исследования анизотропных магнетиков со спином $S=1$ используем спиновые операторы, которые имеют вид

$$S^- = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, S^+ = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, S^Z = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Самая простая схема перехода от гамильтониана (2) и квантово–механического уравнения движения

$$i\eta \frac{\partial S}{\partial t} = [H, S] \quad (4)$$

к энергии магнетика и уравнению для классических величин состоит в следующем:

а) заменим оператор спина в узле кристаллической решетки классической величиной S , равной магнитному моменту, приходящемуся на один узел:

$$S \rightarrow S = -\frac{a}{2\mu_0} M; \quad (5)$$

б) используя непрерывность функции M , разложим

$$S_{j+1} = S + a_0 S_{jx} + \frac{a_0^2}{2} S_{jxx} + \dots; \quad (6)$$

в) заменим уравнение движения (4) классическим уравнением

$$i\eta = \frac{\partial S}{\partial t} \{H, S\}, \quad (7)$$

где $\{A, B\}$ – скобка Пуассона, и в качестве функции Гамильтона примем энергию

$$E = \int M(M, \frac{\partial M_i}{\partial x_k}) d^3x. \quad (8)$$

Подставим (5), (6) в (2), ограничившись квадратичными по a членами разложения и перейдя от суммирования по узлам кристаллической решетки к интегрированию по объему кристалла, получим классический гамильтониан.

Переходя к полуклассическому описанию, будем использовать приближение Хартри [30], в котором состояние спина в отдельном узле описывается волновой функцией:

$$|\Psi\rangle = C_{-1}|0\rangle + C_0|1\rangle + C_1|2\rangle, \quad (9)$$

где C_{-1} , C_0 , C_1 – комплексные функции, а $|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle$ – референтные состояния. Ввиду произвольности выбора фазы $|\Psi\rangle$ и условия нормировки:

$$|C_{-1}|^2 + |C_0|^2 + |C_1|^2 = 1, \quad (10)$$

число параметров для полного описания квазиклассического поведения системы сокращается до четырех.

В работе [31] построено когерентное состояние, которое имеет следующий вид:

$$|\Psi\rangle = U(\theta, \varphi, \gamma) |\eta\rangle, \quad (11)$$

где $U(\theta, \varphi, \gamma)$ – унитарный оператор, который, подобно оператору Вигнера, обеспечивает переход в собственную подвижную систему координат для каждого узла. Два эйлеровых угла, θ и φ , определяют ориентацию вектора классического спина, а угол γ – характеризует вращение квадрупольного момента вокруг вектора спина. Как отмечено в [31], вращение квадрупольного момента является существенным элементом нелинейной динамики анизотропного магнетика. А пробную функцию $|\eta\rangle$ выберем в следующем виде:

$$|\eta\rangle = e^{2ig\hat{\theta}^{xy}} |1\rangle, \quad (12)$$

где $\hat{\theta}^{xy} = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ – квадрупольный момент.

Параметр g характеризует изменение длины векторов классического спина и квадрупольного момента.

Усредненные значения операторов спина по КС (11) имеют физически наглядный вид:

$$\begin{aligned} \langle \hat{S}^+ \rangle &= e^{i\varphi} \cos 2g \sin \theta, \\ \langle \hat{S}^- \rangle &= e^{-i\varphi} \cos 2g \sin \theta, \\ \langle \hat{S}^z \rangle &= \cos 2g \cos \theta. \end{aligned} \quad (13)$$

Как видно из (13), закон сохранения квадрата классического спина в таком виде: $S^2=I$, не имеет места, а в данном случае выполняется тождество:

$$S^2 + q^2 = 1, \quad (14)$$

где q – комбинация двойных корреляторов, которая имеет следующий вид:

$$q^2 = \langle \hat{S}^+ \hat{S}^z \rangle \langle \hat{S}^z \hat{S}^- \rangle + \langle \hat{S}^- \hat{S}^z \rangle \langle \hat{S}^z \hat{S}^+ \rangle + \langle \hat{S}^+ \hat{S}^+ \rangle \langle \hat{S}^- \hat{S}^- \rangle + (1 - \langle \hat{S}^z \hat{S}^z \rangle). \quad (15)$$

Из (14) видно, что для магнетиков со спинами $S^2=I$ в пространстве $SU(3)$ имеет место сокращение длины классического спина на величину

$$S^2 = 1 - q^2, \quad (16)$$

которое появляется за счет квадрупольного взаимодействия, и оно, естественно, влияет на динамическое поведение магнитного кристалла.

2. Теперь рассмотрим анизотропный одномерный магнетик Гейзенберга со спином $3/2$ в пространстве $SU(4)$, который описывается гамильтонианом (2). Здесь используются спиновые операторы, которые в пространстве $SU(4)$ имеют следующий вид:

$$\hat{S}^+ = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{3} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{3} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \hat{S}^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{3} & 0 \end{pmatrix}; \hat{S}^z = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -3 \end{pmatrix},$$

где $\hat{S}^+ = \hat{S}^x + i\hat{S}^y$, $\hat{S}^- = \hat{S}^x - i\hat{S}^y$,

и они удовлетворяются коммутационным соотношением:

$$[\hat{S}^+, \hat{S}^-] = 2\hat{S}^z; \quad [\hat{S}^z, \hat{S}^\pm] = \pm \hat{S}^\pm.$$

Схема перехода остается такой же как и в случае $SU(3)$, а КС для магнетиков со значением спина $S=3/2$ построим в следующем виде:

а) в комплексной параметризации:

$$|\Psi\rangle = (1 + |\Psi|^2)^{-1/2} (|0\rangle + \sum_{i=1}^{2S} \Psi_i |i\rangle), \quad |\Psi|^2 = \sum_{i=1}^{2S} |\Psi_i|^2. \quad (17)$$

Лагранжиан этой системы имеет следующий вид:

$$L = i\eta \frac{\sum_{i,j=1}^{2S} (\Psi_i \bar{\Psi}_j - \Psi_j \bar{\Psi}_i)}{1 + \sum_{i=1}^{2S} |\Psi_i|^2}. \quad (18)$$

Проварьировав лагранжиан (18), получим следующие уравнения в пространстве SU(4):

$$i\Psi_i = (1 + \sum_{j=1}^{2S} |\Psi_j|^2)^{-1/2} \left[1 + |\Psi_i|^2 \frac{\delta H}{\delta \bar{\Psi}_i} + \sum_{j=1}^{2S} \Psi_i \bar{\Psi}_j \frac{\delta H}{\delta \bar{\Psi}_i} \alpha_{ij} \right], \quad (19)$$

где $\alpha_{ij} = 0$ при $l \neq j$, $\alpha_{ij} = 1$ при $l = j$.

Усредняя значения операторов спина по КС (17) убедимся, что в отличие от SU(3)-версии здесь не только не имеет места закон сохранения квадрата классического спина, но также не сохраняется и сумма

$$S^2 + q^2 \neq 1.$$

В данном случае выполняется тождество:

$$S^2 + q^2 + f^2 = 9/4, \quad (20)$$

где f^2 – комбинация тройных корреляторов, которая имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} f^2 = & (\langle \hat{S}^z \hat{S}^z \hat{S}^+ \rangle \langle \hat{S}^+ \hat{S}^z \hat{S}^z \rangle + \langle \hat{S}^+ \hat{S}^z \hat{S}^z \rangle \langle \hat{S}^z \hat{S}^z \hat{S}^+ \rangle - \\ & - \langle \hat{S}^z \hat{S}^z \hat{S}^+ \rangle \langle \hat{S}^z \hat{S}^z \hat{S}^+ \rangle + \langle \hat{S}^+ \hat{S}^z \hat{S}^z \rangle \langle \hat{S}^+ \hat{S}^z \hat{S}^z \rangle + \\ & + (\langle \hat{S}^+ \hat{S}^+ \hat{S}^+ \rangle \langle \hat{S}^+ \hat{S}^+ \hat{S}^+ \rangle + \langle \hat{S}^+ \hat{S}^+ \hat{S}^+ \rangle \langle \hat{S}^+ \hat{S}^+ \hat{S}^+ \rangle - \\ & - \langle \hat{S}^+ \hat{S}^+ \hat{S}^+ \rangle \langle \hat{S}^+ \hat{S}^+ \hat{S}^+ \rangle + \langle \hat{S}^+ \hat{S}^+ \hat{S}^+ \rangle \langle \hat{S}^+ \hat{S}^+ \hat{S}^+ \rangle), \end{aligned} \quad (21)$$

а q^2 – комбинация двойных корреляторов, имеющих следующий вид:

$$\begin{aligned} q^2 = & 1/4 (\langle \hat{S}^+ \hat{S}^+ \rangle - \langle \hat{S}^+ \hat{S}^+ \rangle)^2 - 5 (\langle \hat{S}^+ \hat{S}^z \rangle \langle \hat{S}^z \hat{S}^+ \rangle + \\ & + \langle \hat{S}^+ \hat{S}^z \rangle \langle \hat{S}^z \hat{S}^+ \rangle + \langle \hat{S}^z \hat{S}^+ \rangle \langle \hat{S}^z \hat{S}^+ \rangle + \langle \hat{S}^+ \hat{S}^z \rangle \langle \hat{S}^z \hat{S}^+ \rangle). \end{aligned} \quad (22)$$

б) в действительной параметризации:

$$|\Psi\rangle = D(\theta, \varphi, \gamma) e^{2ig\hat{\theta}^{xy}} e^{-i\beta\hat{S}^{z//}} e^{-ik\hat{F}^{xyz}} |0\rangle, \quad (23)$$

где $D(\theta, \varphi, \gamma)$ – оператор, учитывающий, подобно оператору Вигнера, вращение спинового

момента, а

$$\hat{F}^{xyz} = \frac{1}{i} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ -- октупольный момент;} \quad (24)$$

$$\hat{\theta}^{xy} = \frac{1}{2i} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ -- квадрупольный момент.} \quad (25)$$

Спиновые операторы и операторы мультипольных моментов (24) и (25) являются операторами группы SU(4), а построенная КС (23) удовлетворяет всем состояниям.

Усредняя спиновые операторы по ОКС (23), получим проекции классического вектора спина в новой параметризации:

$$\begin{aligned} \langle \hat{S}^+ \rangle &= \frac{3}{2} e^{i\varphi} \sin \theta (1 - 4 \cos^2 \kappa) \cos 2g, \\ \langle \hat{S}^- \rangle &= \frac{3}{2} e^{-i\varphi} \sin \theta (1 - 4 \cos^2 \kappa) \cos 2g, \\ \langle \hat{S}^z \rangle &= \frac{3}{2} \cos \theta (1 - 4 \cos^2 \kappa) \cos 2g. \end{aligned} \quad (26)$$

В данном случае, как и в случае комплексной параметризации, имеет место тождество (20). Видно, что действительно параметр g учитывает сокращение спина за счет квадрупольного момента, а κ – за счет октупольного момента. Если предположим $\kappa=0$, то параметризация (23) и (17) сведется к случаю SU(3).

Итак, здесь впервые сделана попытка построить математический аппарат, позволяющий учитывать эффективное сокращение длины классического спина в магнетиках со спинами $S=1$ и $S=3/2$ в пространствах SU(3)/SU(2)×U(1) и SU(2S+1)/SU(2S)×U(1) как за счет квадрупольного момента, так и за счет октупольного.

Следует ожидать, что сокращение за счет октупольного момента будет проявляться при более высоких температурах, чем квадрупольное.

ЛИТЕРАТУРА

1. Косевич А.М., Ковалев А.С. Введение в нелинейную физическую механику. Киев: Наукова думка, 1989, 279с.
2. Ахнезер И.А., Барьяхтар В.Г., Плетменский С.В. Спиновые волны, М.: Наука, 1967, 368с.

3. Молоземов А., Слонзески Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Москва: Мир, 1982, 348с.
4. Абдуллаев Ф.Х. Динамика магнитных солитонов под действием фоновых флуктуаций в квазиодномерных магнетиках. ФМН, 1984, 57, №3, с. 450–456.
5. Fedyanin V.K. Dynamical Formfactor of nentron scattering on solitons in quasionedimensional magnets. IMM, 1983, 31–34, p.1237.
6. Gochev I.G. Quantum domain wall and coherent states for the Heisenberg–Ising spin 1/2 chain. Preprint JINR, E 17–84–253, Dubna, 1984; Phys.Lett. A, 1984, v.104, n.1, p. 36–37.
7. Абдуллоев Х.О., Маханьков А.В., Квазиклассическое поведение начальных пакетов волн в рамках легкоплоскостной модели Гейзенберга. Известия АН РТ, 1991, т. III, № 2, с. 170–174.
8. de Jongh L.J. Solitons in magnetic chains. J. Appl. Phys., 1982, 53, № II, p. 8018–8023.
9. Переломов А.М. Обобщенные когерентные состояния и их приложения. М: Наука, 1987, 269с.
10. Ising E. Neitrag sur theorie des ferromagnetiamus. Z. Physik, 1925, v.31, № 1, p. 253.
11. Helber P. Experimental investigations of critical Phenomena.– Rep. Prog. Phys., 1967, v.30, №2, p. 731– 826.
12. Zumer S. Pseudo – one – dimensional kinetic Ising model. – Phys. Rev., 1980, v.21B, №3, p. 1298– 1303.
13. Nakamura E., Abe K., Deduchi K. Qasi– one – dimensional behavior of thermal expansion in ferromagnetic Cs H₂ PO₄. J. Phys. Soc., Japan, 1984, v.53, p.1614 – 1616.
14. Malakis A. A polimer model equivalent to the Ising model. – J. Phys., 1980, v. A 13, № 2, p. 651– 658.
15. Флори П. Статистическая механика цепных молекул. Москва: Мир, 1971, 440с.
16. Бариев Р.З. Влияние линейных дефектов на локальную намагниченность плоской решетки Изинга. ЖЭТФ, 1979, т.77, в.3., с. 1217 – 1229.
17. Бариев Р.З. Корреляционные функции полубесконечной двумерной модели Изинга. Локальная намагниченность. ТМФ, 1979, т.40, №3, с. 95–99.
18. Бэкстер Р. Точно решаемые модели в статистической механике. М.: Мир, 1985, 488с.
19. Steiner M., Villain J., Windsor C. G. Teoretical and experimental studies on one – dimensional magnetic system.– Adv. Phys., 1976, v. 25, №2, p. 87 – 209.
20. Федянин В.К. Применение функции Грина и корреляционных функций к изучению модели Изинга. В кн.: Статистическая физика и квантовая теория поля. М.: Наука, 1997, с. 241 – 246.
21. Заславский О.Б., Цукерник В.М. Релаксация примесного спина в одномерной XY-модели. ФНТ, 1980, т.6, № 10, с. 1326 – 1333.
22. Заславский О.Б., Цукерник В.М. Релаксация спиновых систем в поперечном переменном магнитном поле. ФНТ, 1983, т.9, №1, с.65–73.
23. Heisenberg W. Zs. f. Phys. 1928, v.49, p.619.
24. Heisenberg W. Metallwirtschaft, 1930, v.9, p.843

25. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства веществ. М.: Мир, 1983, с. 304.
26. Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наукова думка, 1983, с.196.
27. Pushkarov K., Primotorova M. Solitary clusters of spin deviations and lattice deformation in an anharmonic ferromagnetic chain. Phys. Stat. Sol., 1984, v. 123, p. 573 – 584.
28. Herring C., Kittel C. On the theory of spin wave in ferromagnetic media. Phys.Rev., 1951, 91, n 5, p. 869 – 880.
29. Perelomov A.M. // Comm. Math. Phys., 1972, 26, p. 222.
30. Абдуллоев Х.О., Рахимов Ф.К., Муминов Х.Х. Учет квадрупольной динамики магнетиков со спином $S=3/2$. Известия АН РТ, 1993, №1, с. 28 – 30.
31. Рахимов Ф.К., Абдуллоев Х.О. Полуклассическое описание ферромагнетиков со спином $S=3/2$ в пространстве $SU(2S+1)/SU(2S)*U(1)$. ДАН РТ, 1998, т. XLI, № 3–4, с. 45–51.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 марта 2000 года.

Рахимов Ф.К., Абдуллоев Х.О., Федянин В.К.
О сокращении длины классического спина одномерных
магнетиков Гейзенберга со значением спина $S > 1/2$

P17-2000-36

В данной работе проанализированы основные модели описываемых магнитных систем. Также с помощью метода обобщенных когерентных состояний, построенных на пространствах $SU(3)/SU(2)$ $U(1)$ и $SU(2S + 1)/SU(2S)$ $U(1)$, показано, что в магнетиках со значениями спина $S = 1$ и $S = 3/2$ происходит сокращение длины классического спина за счет квадрупольного и октупольного взаимодействий.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2000

Перевод авторов

Rahimov F.K., Abdulloev H.O., Fedyanin V.K.
On Shortening of the Classical Spin Length
in One-Dimensional Heisenberg Magnetic with Spin Value $S > 1/2$

P17-2000-36

The present work analyses the main models of the considered magnetic systems. By employing the method of generalized coherent states in $SU(3)/SU(2)$ $U(1)$ and $SU(2S + 1)/SU(2S)$ $U(1)$ space, it is shown that the effect of shortening of the classical spin length due to quadrupole and octupole interactions occurs in magnetics with spin values $S = 1$ and $S = 3/2$.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2000

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 15.03.2000
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,43
Тираж 315. Заказ 51907. Цена 1 р. 72 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области