

Исследование критических свойств трехмерной фрустрированной модели Гейзенберга на треугольной решетке методами Монте-Карло

А.К. Муртазаев^{1,2}, М.К. Рамазанов¹, М.К. Бадиев¹

¹Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук
ул. М. Ярагского, 94, г. Махачкала, 367003, Республика Дагестан, Россия

²Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, 367025, Республика Дагестан, Россия
E-mail: sheikh77@mail.ru

Статья поступила в редакцию 5 января 2009 г., после переработки 10 февраля 2009 г.

Репличным методом Монте-Карло выполнены исследования критических свойств трехмерной фрустрированной антиферромагнитной модели Гейзенберга на треугольной решетке. В рамках теории конечно-размерного скейлинга рассчитаны статические магнитные и киральные критические индексы теплоемкости $\alpha = 0,05(2)$, намагниченности $\beta = 0,30(1)$, $\beta_k = 0,52(2)$, восприимчивости $\gamma = 1,36(2)$, $\gamma_k = 0,93(3)$ и радиуса корреляции $\nu = 0,64(1)$, $\nu_k = 0,64(2)$. Критические индексы Фишера $\eta = -0,06(3)$ и $\eta_k = 0,63(4)$ для этой модели рассчитаны впервые. Показано, что трехмерная фрустрированная модель Гейзенберга на треугольной решетке образует новый класс универсальности критического поведения. Обнаружено, что класс универсальности антиферромагнитной модели Гейзенберга на треугольной решетке зависит от типа межслойного обменного взаимодействия.

Репличним методом Монте-Карло виконано дослідження критичних властивостей тривимірної фрустрованої антиферомагнітної моделі Гейзенберга на трикутній ґратці. У рамках теорії кінцево-розмірного скейлінга розраховано статичні магнітні й киральні критичні індекси теплоємності $\alpha = 0,05(2)$, намагніченості $\beta = 0,30(1)$, $\beta_k = 0,52(2)$, сприйнятливості $\gamma = 1,36(2)$, $\gamma_k = 0,93(3)$ і радіуси кореляції $\nu = 0,64(1)$, $\nu_k = 0,64(2)$. Критичні індекси Фішера $\eta = -0,06(3)$ і $\eta_k = 0,63(4)$ для цієї моделі розраховано вперше. Показано, що тривимірна фрустрована модель Гейзенберга на трикутній ґратці утворює новий клас універсальності критичного поведіння. Виявлено, що клас універсальності антиферомагнітної моделі Гейзенберга на трикутній ґратці залежить від типу міжшарової обмінної взаємодії.

PACS: 75.40.Cx Статические свойства;
05.10.Ln Метод Монте-Карло;
68.35.Rh Фазовые переходы и критические явления;
75.50.Gg Ферромагнетики.

Ключевые слова: критические свойства, индексы Фишера, трехмерная фрустрированная антиферромагнитная модель Гейзенберга, репличный метод Монте-Карло.

1. Введение

Проблема исследования фазовых переходов (ФП) и критических явлений (КЯ) в фрустрированных спиновых системах — одна из фундаментальных проблем статистической физики. Несмотря на значительные успехи, достигнутые в этой области, вопрос о построении строгой и последовательной микроскопической теории фазовых переходов и критических явлений остается одним

из центральных в современной физике конденсированного состояния [1]. Современная теория ФП и КЯ в основном базируется на идеях, заложенных в гипотезе скейлинга, универсальности и в теории ренормализационной группы [1–4]. Результаты, полученные при исследовании фрустрированных систем (ФС), а также спиновых систем с замороженным немагнитным беспорядком, показывают, что многие из этих результатов выходят далеко за рамки современной теории ФП и КЯ [3–7].

Большинство традиционных теоретических и экспериментальных методов исследования фрустрированных систем сталкиваются с серьезными трудностями при попытке вычислить критические параметры, определить особенности, характер и механизмы критического поведения [7,8]. Это привело к тому, что ФП и КЯ в ФС в настоящее время интенсивно изучаются методами Монте-Карло (МК) [7–14]. Исследование непосредственно самой окрестности критической точки методами МК стало возможным только в последние годы. Подобные успехи достигнуты не только путем увеличения вычислительных мощностей современных компьютеров, но и использования дополнительных идей и методов. В частности, для исследования ФС разработаны специальные репличные алгоритмы метода МК [15].

В настоящее время продолжают интенсивные исследования магнитных, тепловых и критических свойств фрустрированных спиновых систем [12–14,16–21]. Это связано с тем, что ФС обладают необычными магнитными свойствами, имеют богатое разнообразие фаз и ФП, обусловленное сильным вырождением и высокой чувствительностью таких систем к различного рода возмущающим взаимодействиям [22]. Кроме того, остается открытым вопрос о принадлежности фрустрированных спиновых систем к новому классу универсальности критического поведения и его зависимости от различных факторов, таких как тип и величина межслойного обменного взаимодействия, учет взаимодействия вторых ближайших соседей, анизотропии, внешнего магнитного поля и др. [16–22].

В данной работе методом МК исследованы критические свойства трехмерной антиферромагнитной модели Гейзенберга на треугольной решетке.

Интерес к этой модели обусловлен тем, что антиферромагнетика на треугольной решетке — пример фрустрированных систем. Изучение этой модели может позволить получить ответ на вопрос о принадлежности фрустрированных систем к новому кривому классу универсальности, который до сих пор является дискуссионным [6–14,19,20]. Кроме того, многие важные физические свойства ФС сильно зависят от геометрии решетки (от степени фрустрации). Эти особенности могут привести к сужению классов универсальности критического поведения, и этот вопрос все еще недостаточно полно изучен.

Особый интерес представляет вопрос зависимости критических свойств фрустрированных систем от типа межслойного обменного взаимодействия. Из данных, полученных на сегодняшний день, нельзя однозначно определить закономерности изменения критического поведения ФС в зависимости от типа меж-

слойного обменного взаимодействия, и этот вопрос до сих пор остается открытым.

В данной работе нами предпринята попытка по возможности с максимальной точностью, с соблюдением единой методики, с использованием надежной и проверенной схемы, на основе специального алгоритма метода Монте-Карло (репличный алгоритм) определить значения критических параметров трехмерной фрустрированной антиферромагнитной модели Гейзенберга на треугольной решетке.

2. Модель и метод исследования

Гамильтониан антиферромагнитной трехмерной модели Гейзенберга на треугольной решетке может быть представлен в следующем виде [9]:

$$H = -J \sum_{\langle ij \rangle} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j) - J' \sum_{\langle ij \rangle} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j), \quad (1)$$

где $\mathbf{S}_i = (S_i^x, S_i^y, S_i^z)$ — трехкомпонентный единичный вектор, J и J' — константы обменного взаимодействия. Суммирование производится по ближайшим соседям. Решетка состоит из двумерных треугольных слоев, сложенных по ортогональной оси. Первый член в формуле (1) учитывает внутрислойное обменное взаимодействие величиной J , а второй — межслойное J' .

Для выяснения влияния типа межслойного обменного взаимодействия на характер критического поведения рассматривались две модели:

модель D₁: $J < 0, J' > 0, |J| = |J'|$;

модель D₂: $J < 0, J' < 0, |J| = |J'|$.

Фрустрированные спиновые системы являются довольно сложными объектами для исследования даже методами МК. Как известно, вблизи критической точки метод МК сталкивается с проблемой «критического замедления», а в ФС эта проблема становится еще более актуальной [7]. Кроме того, для ФС характерна проблема многочисленных долин локальных минимумов энергии. Обычные методы МК плохо справляются с решением этих проблем. Поэтому в последнее время разработано много новых вариантов алгоритмов метода МК, специально ориентированных на исследование ФС. Из них наиболее мощными и эффективными в исследовании КЯ в ФС оказались репличные алгоритмы метода МК [15].

Поэтому в данном исследовании нами использован высокоэффективный репличный обменный алгоритм метода Монте-Карло [15] в следующем виде:

1) одновременно моделируются две реплики X и X' с разными температурами T и T' ;

2) после выполнения 100 МК шагов/спинов эти реплики обмениваются данными в соответствии со схемой Метрополиса с вероятностью

$$w(X \rightarrow X') = \begin{cases} 1 & \text{для } \Delta \leq 0, \\ \exp(-\Delta) & \text{для } \Delta > 0, \end{cases}$$

где $\Delta = (U - U')(1/T - 1/T')$, U и U' — внутренние энергии первой и второй реплик соответственно.

Преимущество этого метода в том, что вероятность обмена априори известна, тогда как для других алгоритмов определение вероятности отнимает много времени. Этот метод был апробирован нами для исследования других более простых моделей [13]. Кроме того, репличный обменный метод облегчает решение проблемы «застывания» системы в многочисленных состояниях с локальной минимальной энергией.

Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами $L \times L \times L = N$, $L = 12-42$. При каждом конкретном значении L для усреднения термодинамических параметров использовались 10 марковских цепей, стартующих из различных случайных начальных конфигураций. В каждой цепи длина равновесного участка в 100 раз превышала длину неравновесного. Полученные таким образом значения термодинамических параметров усреднялись по всем 10 конфигурациям. Эти данные затем использовались для построения графиков.

3. Результаты моделирования

Для наблюдения за температурным поведением теплоемкости и восприимчивости использовали следующие выражения [11,23-25]:

$$C = (NK^2)(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2), \quad (2)$$

$$\chi = \begin{cases} (NK)(\langle m^2 \rangle - \langle |m| \rangle^2), & T < T_N, \\ (NK)\langle m^2 \rangle, & T \geq T_N, \end{cases} \quad (3)$$

$$\chi_k = \begin{cases} (NK)(\langle m_k^2 \rangle - \langle |m_k| \rangle^2), & T < T_k, \\ (NK)\langle m_k^2 \rangle, & T \geq T_k, \end{cases} \quad (4)$$

где $K = |J|/k_B T$, N — число частиц, m — магнитный параметр порядка, m_k — киральный параметр порядка, χ_k — киральная восприимчивость.

Параметр порядка системы m вычислялся по формуле [9]

$$m = \frac{3}{N} \sqrt{\langle M_A^2 + M_B^2 + M_C^2 \rangle / 3}, \quad (5)$$

где M_A , M_B и M_C — намагниченности трех подрешеток соответственно.

Намагниченность подрешетки определялась следующим образом [9]:

$$\langle |M_r| \rangle = \sqrt{\langle S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 \rangle}, \quad r = A, B, C. \quad (6)$$

Для вычисления кирального параметра порядка системы m_k использовали следующие выражения [10,11]:

$$m_k = \frac{1}{N} \sum_p m_{k_p}, \quad (7)$$

$$m_{k_p} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \sum_{\langle ij \rangle} (S_i \times S_j)_p, \quad (8)$$

где p нумерует треугольные плакетты.

На рис. 1 представлены характерные зависимости теплоемкости C и восприимчивости χ от температуры для систем с линейными размерами $L = 12; 18; 24; 30$ для модели D_2 (здесь и на всех последующих рисунках статистическая погрешность не превышает размеров символов, использованных для построения зависимостей).

Отметим, что в зависимости теплоемкости C и восприимчивости χ от температуры для всех систем вблизи критической температуры наблюдаются хорошо выраженные максимумы, которые увеличиваются с ростом числа спинов в системе, причем эти максимумы в пределах погрешности приходятся на одну и ту

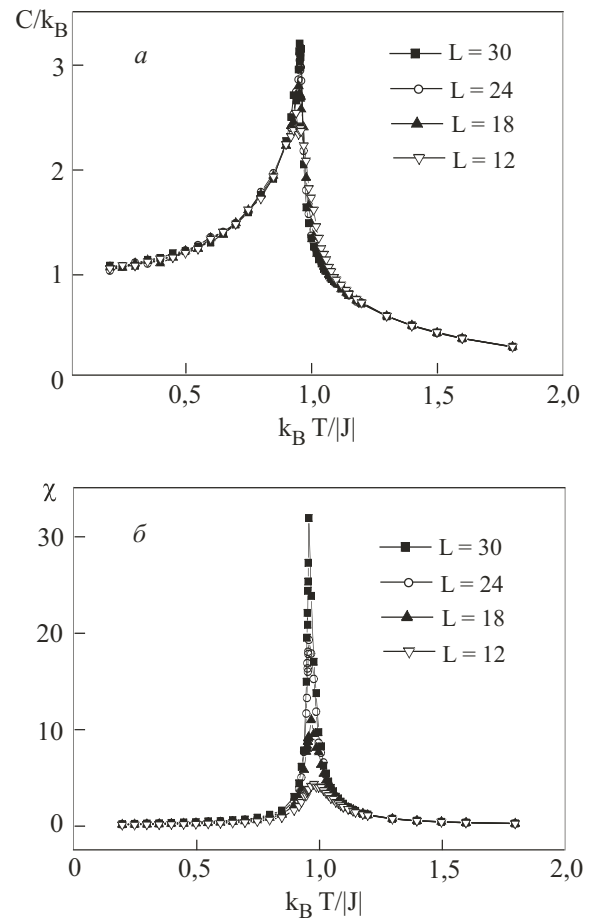


Рис. 1. Зависимости теплоемкости C/k_B (а) и восприимчивости χ (б) от температуры (в единицах $|J|/k_B$) для $L = 12; 18; 24$ и 30 для модели D_2 .

же температуру даже для систем с наименьшим значением L . Это свидетельствует, во-первых, о высокой эффективности использованного способа добавления периодических граничных условий, а во-вторых, о достижении насыщения по N для многих исследуемых нами параметров.

Температурные зависимости теплоемкости и восприимчивости для модели D_1 приведены в работе [14].

На рис. 2 представлены температурные зависимости теплоемкости C и восприимчивости χ для системы с линейным размером $L = 30$ для моделей D_1 и D_2 . Отметим хорошо выраженные максимумы в критической области для обеих моделей, причем эти максимумы в пределах погрешности приходятся на одну и ту же температуру.

Для более точного определения критической температуры T_N использован метод кумулянтов Биндера U_L четвертого порядка, который имеет вид [26]

$$U_L = 1 - \frac{\langle m^4 \rangle_L}{3 \langle m^2 \rangle_L^2}. \quad (9)$$

Согласно теории конечно-размерного скейлинга (КРС), точка пересечения всех кривых U_L их темпе-

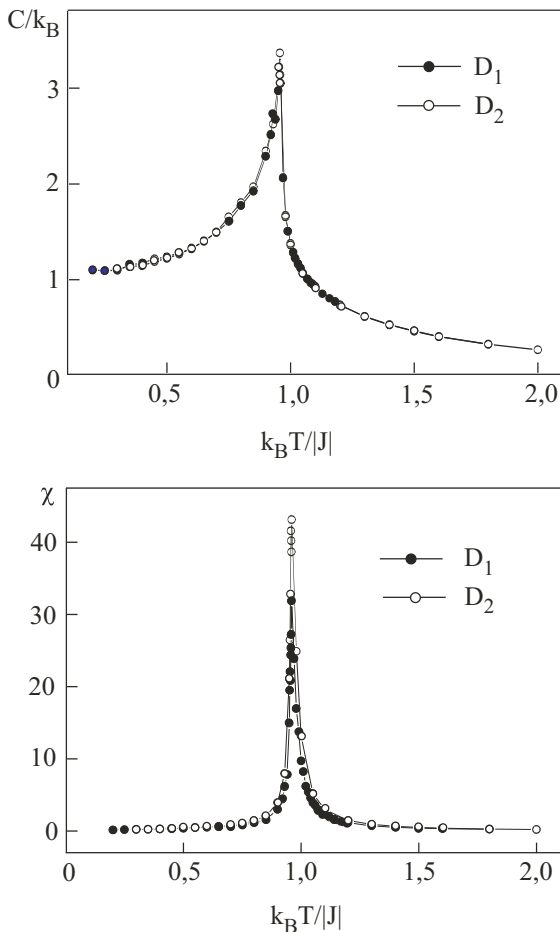


Рис. 2. Зависимости теплоемкости C/k_B (а) и восприимчивости χ (б) от температуры (в единицах $|J|/k_B$) для $L = 30$ для моделей D_1 и D_2 .

ратурной зависимости является критической точкой [24].

На рис. 3 представлена характерная зависимость U_L от температуры для разных значений L ($L = 12, 18, 24, 30$) для модели D_2 . Вставка на этом рисунке демонстрирует точность определения критической температуры. Из графика видно, что критическая температура равна $T_N = 0,957(1)$ (здесь и далее температура дана в единицах $|J|/k_B$). При определении киральной критической температуры T_k использован метод пересечения кумулянтов («cumulant crossing»), который считается более точным и надежным [11–14,26,27]. Аналогичные расчеты выполнены и для модели D_1 [14].

Для расчета статических киральных и магнитных критических индексов теплоемкости α , восприимчивости γ, γ_k , намагниченности β, β_k и радиуса корреляции ν, ν_k использованы соотношения теории конечно-размерного скейлинга [24,26–29].

Из соотношений КРС следует, что в системе с размерами $L \times L \times L$ при $T = T_N$ и достаточно больших L выполняются следующие выражения [11,24,28–31]:

$$m \propto L^{-\beta/\nu}, \quad m_k \propto L^{-\beta_k/\nu_k},$$

$$\chi \propto L^{\gamma/\nu}, \quad \chi_k \propto L^{\gamma_k/\nu_k},$$

$$V_n = L^{1/\nu} g_{V_n}, \quad V_{n_k} = L^{1/\nu_k} g_{V_{n_k}}, \quad (10)$$

где g_{V_n} — некоторая постоянная, а в качестве V_n и V_{n_k} могут выступать

$$V_i = \frac{\langle m^i E \rangle}{\langle m^i \rangle} - \langle E \rangle, \quad i = 1, 2, 3, 4, \quad (11)$$

$$V_{k_i} = \frac{\langle m_k^i E \rangle}{\langle m_k^i \rangle} - \langle E \rangle, \quad i = 1, 2, 3, 4. \quad (12)$$

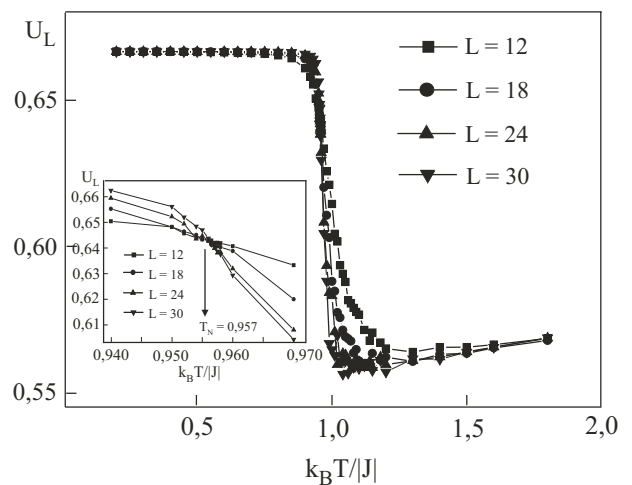


Рис. 3. Зависимость кумулянта Биндера U_L от температуры (в единицах $|J|/k_B$) для модели D_2 для различных L .

Эти выражения использованы для определения β , β_k , γ , γ_k , ν и ν_k . Для аппроксимации температурной зависимости теплоемкости от L использовано выражение [9–11,32]

$$C_{\max}(L) = A_1 - A_2 L^{\alpha/\nu}, \quad (13)$$

где A_1 и A_2 — некоторые коэффициенты.

На рис. 4 в двойном логарифмическом масштабе представлены характерные зависимости параметров V_i при $i = 1, 2, 3$ от линейных размеров решетки L для модели D_2 . Как видно на рисунке, все точки на графиках в пределах погрешности хорошо ложатся на прямую. Зависимости на рисунке, проведенные в соответствии с методом наименьших квадратов, параллельны друг другу. Угол наклона прямой определяет значения $1/\nu$. Вычисленное таким образом значение ν использовалось для определения критических индексов теплоемкости α , восприимчивости γ и параметра порядка β . По этой схеме были определены и киральные критические индексы. Аналогичные расчеты выполнены и для модели D_1 .

Все значения индексов, полученные таким образом, представлены в табл. 1, в которой приведены и результаты численных [9–11] и лабораторных экспериментов [6] других авторов, а также значения критических параметров для нефрустрированной модели [33]. В работе [6] представлены результаты экспериментального исследования киральности антиферромагнетика CsMnBr_3 с треугольной решеткой. Фазовый переход изучен экспериментально в работах [34,35], где критические параметры определялись из данных по рассеянию неполяризованных нейтронов и не отличаются большой точностью.

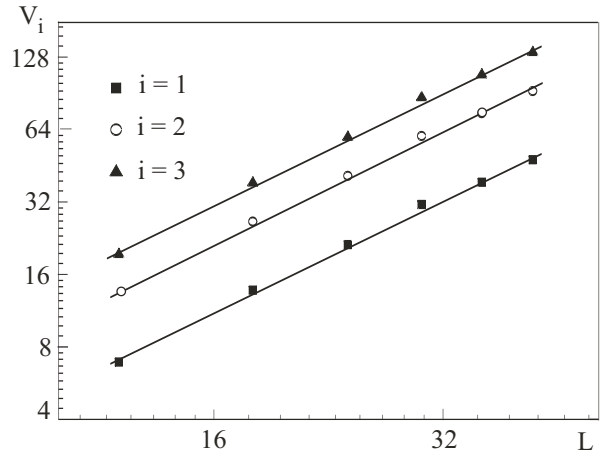


Рис. 4. Зависимость параметра V_i от линейных размеров системы L при $T = T_N$ для модели D_2 .

Особо следует отметить процедуру, использованную нами для определения индекса Фишера η . Используя отношение между восприимчивостью χ и радиусом корреляции ξ [36]

$$\chi \propto \xi^{\gamma/\nu}, \quad (14)$$

а также соотношение $\eta = 2 - \gamma/\nu$, связывающее индекс η и ν , получаем

$$\ln(\chi / \xi^2) = c - \eta \ln \xi, \quad (15)$$

где c — некоторая константа. Для систем с конечными размерами $\xi = L$ при $T = T_N$ имеем

$$\ln(\chi / L^2) = c - \eta \ln L. \quad (16)$$

Таблица 1. Значения критических параметров для 3D антиферромагнитной модели Гейзенберга на слоистой треугольной решетке

Критический параметр	Данные настоящей работы		Метод Монте-Карло			Эксперимент (см. ссылки в [6])	Чистая модель [33]
	Модель D1	Модель D2	[9]	[10]	[11]		
T_N	0,956(1)	0,957(1)	0,954(2)	0,955(2)	0,9577(2)	–	1,443
T_k	0,956(2)	0,957(2)	–	0,958(2)	0,9577(2)	–	–
ν	0,59(1)	0,64(1)	0,53(3)	0,59(2)	0,586(8)	0,57(3)	0,7112(5)
α	0,26(2)	0,05(2)	0,4(1)	0,24(8)	–	0,40(5)	–0,1336(51)
β	0,26(1)	0,30(1)	0,25(2)	0,30(2)	0,285(11)	0,25(1)	0,3689(3)
γ	1,23(2)	0,36(2)	1,1(1)	1,17(7)	1,185(3)	1,10(5)	1,3960(9)
ν_k	0,59(2)	0,64(2)	–	0,60(2)	0,60(2)	–	–
β_k	0,43(2)	0,52(2)	–	0,55(2)	0,50(2)	0,44(2)	–
γ_k	0,87(3)	0,93(3)	–	0,72(2)	0,82(2)	0,84(2)	–
η	–0,09(3)	–0,06(3)	–	–	–	–	0,0375(5)
η_k	0,50(4)	0,63(4)	–	–	–	–	–

На основе выражения (16) определено значение индекса Фишера η . По этой же схеме были рассчитаны значения магнитных и киральных критических индексов Фишера для моделей D_1 и D_2 . Эти данные также представлены в табл. 1.

Для моделей D_1 и D_2 значения магнитной и киральной критических температур в пределах погрешности совпадают между собой и с теми, что получены в работах [9–11]. Сравнение значений критических параметров для модели D_1 с результатами исследований для аналогичной модели в работах [9,11] показывает, что наши данные близки к данным работы [11], которая является более поздней. Часть критических индексов для модели D_2 в пределах погрешности совпадает с результатами, полученными для такой же модели в работе [10]. Из табл. 1 видно, что данные, полученные нами для модели D_1 , ближе к экспериментальным результатам (см. ссылки в [6]), полученным для антиферромагнетика с треугольной решеткой $CsMnBr_3$, чем для модели D_2 . Отметим, что значения индексов Фишера η и η_k для моделей D_1 и D_2 рассчитаны впервые.

Как видно из табл. 1, результаты нашей работы хорошо согласуются как с данными лабораторного эксперимента, так и с большинством результатов численных экспериментов других авторов, но отличаются от результатов для нефрустрированной модели Гейзенберга [33]. Это позволяет нам говорить, что 3D фрустрированная антиферромагнитная модель Гейзенберга на слоистой треугольной решетке (модель D_2) образует новый класс универсальности критического поведения.

Кроме того, большинство критических индексов модели D_2 сильно отличаются от индексов модели D_1 . Это свидетельствует о том, что тип межслойного обменного взаимодействия, так же как и его величина [13,14], играет важную роль при образовании классов универсальности таких систем. Очевидно, что модели D_1 и D_2 относятся к разным классам универсальности и каждая из них имеет свой набор критических индексов.

4. Заключение

Исследования критических свойств 3D фрустрированной антиферромагнитной модели Гейзенберга на треугольной решетке в данной работе выполнены с использованием высокоэффективного репличного алгоритма метода Монте-Карло. Рассчитаны все основные статические магнитные и киральные критические индексы. Расчет критических индексов теплоемкости α , восприимчивости γ , γ_k , параметров порядка β , β_k , индекса Фишера η , η_k и радиуса корреляции ν , ν_k выполнен на основе соотношений теории конечно-размерного скейлинга и с соблюдением единой методики в рамках одного исследования. Значения индексов Фи-

шера η и η_k для этой модели рассчитаны впервые. Полученные данные свидетельствуют о принадлежности 3D фрустрированной антиферромагнитной модели Гейзенберга на треугольной решетке к новому классу универсальности. Результаты данной работы позволяют утверждать, что класс универсальности критического поведения антиферромагнитной модели Гейзенберга на треугольной решетке зависит от типа межслойного обменного взаимодействия.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 07-02-00194), грантом РФФИ-«Юг России» (проект № 06-02-96602), грантом ведущей научной школы (НШ-5547.2006.2) и грантом Фонда содействия отечественной науке (А.К. Муртазаев).

1. А.З. Паташинский, В.Л. Покровский, *Флуктуационная теория фазовых переходов*, Наука, Москва (1982).
2. Ш. Ма, *Современная теория критических явлений*, Мир, Москва (1980).
3. Вик.С. Доценко, *УФН* **165**, 481 (1995).
4. С.Е. Коршунов, *УФН* **176**, 233 (2006).
5. А.К. Муртазаев, *УФН* **176**, 1119 (2006).
6. С.В. Малеев, *УФН* **172**, 617 (2002).
7. И.К. Камилов, А.К. Муртазаев, Х.К. Алиев, *УФН* **169**, 773 (1999).
8. Д. Лойсон, А.И. Соколов, Б. Деламотт, С.А. Антоненко, К.Д. Шотт, Х.Т. Дип, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 487 (2000).
9. Н. Kawamura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **56**, 474 (1987).
10. Н. Kawamura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **61**, 1299 (1992).
11. А. Mailhot, M.L. Plumer, and A. Caille, *Phys. Rev.* **B50**, 6854 (1994-II).
12. А.К. Муртазаев, И.К. Камилов, М.К. Рамазанов, *ФНТ* **32**, 323 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 241 (2006)].
13. А.К. Муртазаев, М.К. Рамазанов, М.К. Бадиев, *ЖЭТФ* **132**, 1152 (2007).
14. А.К. Murtazaev and M.K. Ramazanov, *Phys. Rev.* **B76**, 174421 (2007).
15. A. Mitsutake, Y. Sugita, and Y. Okamoto, *Biopolymers (Peptide Science)* **60**, 96 (2001).
16. Л.Е. Свистов, А.И. Смирнов, Л.А. Прозорова, О.А. Петренко, Л.Н. Демьянц, and А.Я. Шапиро, *Phys. Rev.* **B67**, 094434 (2003).
17. Л.Е. Свистов, А.И. Смирнов, Л.А. Прозорова, О.А. Петренко, А.Я. Шапиро, Л.Н. Демьянц, *Письма в ЖЭТФ* **80**, 231 (2004).
18. Л.Е. Свистов, Л.А. Прозорова, Н. Бюттген, А.Я. Шапиро, Л.Н. Демьянц, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 133 (2005).
19. А. Pelissetto, P. Rossi, and E. Vicari, *Phys. Rev.* **B65**, 020403(R) (2001).
20. А. Peles and B.W. Southern, *Phys. Rev.* **B67**, 184407 (2003).
21. А.И. Смирнов, Н. Yashiro, S. Kimura, M. Hagiwara, Y. Narumi, K. Kindo, A. Kikkawa, K. Katsumata, A. Ya. Shapiro, and L.N. Demianets, *Phys. Rev.* **B75**, 134412 (2007).
22. Р.С. Гехт, *УФН* **159**, 2 (1989).
23. К. Binder and J.-Sh. Wang, *J. Stat. Phys.* **55**, 87 (1989).

24. P. Peczak, A.M. Ferrenberg, and D.P. Landau, *Phys. Rev.* **B43**, 6087 (1991).
25. К. Биндер, Д.В. Хеерман, *Моделирование методом Монте-Карло в статистической физике*, Наука, Москва (1995).
26. K. Binder, *Z. Phys.* **B43**, 119 (1981).
27. A.M. Ferrenberg and D.P. Landau, *Phys. Rev.* **B44**, 5081 (1991).
28. A.E. Ferdinand and M.E. Fisher, *Phys. Rev.* **185**, 832 (1969).
29. M.E. Fisher and M.N. Barber, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1516 (1972).
30. D.P. Landau, *Physica* **A205**, 41, (1994).
31. D. Loison, *Phys. Lett.* **A257**, 83 (1999).
32. А.К. Муртазаев, И.К. Камилов, М.А. Магомедов, *ЖЭТФ* **120**, 1535 (2001).
33. M. Campostrini, M. Hasenbusch, A. Pelissetto, P. Rossi, and E. Vicari, *Phys. Rev.* **B65**, 144520 (2002).
34. J.S. Wang, D.P. Belanger, and B.D. Gaulin, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3195 (1991).
35. T.E. Mason, B.D. Gaulin, and M.F. Collins, *Phys. Rev.* **B39**, 586 (1989).
36. Ch. Holm and W. Janke, *Phys. Rev.* **B48**, 936 (1993-II).

Study into critical properties of 3D frustrated Heisenberg model on triangular lattice by the use of Monte Carlo methods

A.K. Murtazaev, M.K. Ramazanov, and M.K. Badiev

The critical properties of the 3D frustrated antiferromagnetic Heisenberg model on a triangular lattice are investigated by the replica Monte Carlo method. The static magnetic and chiral critical exponents of heat capacity $\alpha = 0.05(2)$, magnetization $\beta = 0.30(1)$, $\beta_k = 0.52(2)$, susceptibility $\gamma = 1.36(2)$, $\gamma_k = 0.93(3)$, and correlation radius $\nu = 0.64(1)$, $\nu_k = 0.64(2)$ are calculated by using the finite-size scaling theory. The critical Fisher exponents $\eta = -0.06(3)$, $\eta_k = 0.63(4)$ for this model are estimated for the first time. A new universality class of the critical behavior is shown to be formed by the 3D frustrated Heisenberg model on the triangular lattice. A type of the interlayer exchange interaction is found to influence the universality class of antiferromagnetic Heisenberg model on the a triangular lattice.

PACS: 75.40.Cx Static properties;
05.10.Ln Monte Carlo methods;
68.35.Rh Phase transitions and critical phenomena;
75.50.Gg Ferrimagnetics.

Keywords: critical properties, Fisher exponents, 3D frustrated antiferromagnetic Heisenberg model, replica Monte Carlo method.