

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.611.45

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА

© 2024 г. М. К. Рамазанов^{a,*}, А. К. Муртазаев^a, М. А. Магомедов^a, М. К. Мазагаева^a

^aИнститут физики ДФИЦ РАН, ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, 367003 Россия

*e-mail: sheikh77@mail.ru

Поступила в редакцию 27.11.2023 г.

После доработки 11.01.2024 г.

Принята к публикации 02.02.2024 г.

На основе репличного обменного алгоритма метода Монте-Карло проведено исследование влияния внешнего магнитного поля на фазовые переходы и термодинамические свойства двумерной антиферромагнитной модели Поттса с числом состояний спина $q=4$ на гексагональной решетке. Исследования проведены в интервале значений внешнего магнитного поля $0.0 \leq h \leq 10.0$. Магнитное поле измеряется в относительных единицах обменного взаимодействия ближайших соседей $|J_1|$. Получены магнитные структуры основного состояния и проведен анализ характера фазовых переходов в рассмотренном интервале поля. Установлено, что в интервалах $0.0 \leq h \leq 3.0$ и $6.0 \leq h \leq 6.5$ наблюдается фазовый переход первого рода. Показано, что при значениях внешнего магнитного поля $h = 3.5$ и 5.5 система является фрустрированной, а в интервалах магнитного поля $4.0 \leq h \leq 5.0$ и $7.0 \leq h \leq 8.5$ система находится вблизи режима фрустраций. Обнаружено, что сильные магнитные поля ($h \geq 9.0$) подавляют фазовый переход в системе.

Ключевые слова: модель Поттса, метод Монте-Карло, фазовый переход, магнитное поле

DOI: 10.31857/S0015323024060016, **EDN:** WRQFEQ

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время хорошо известно, что эффекты фрустраций играют важную роль в магнитных системах. Экспериментальные [1, 2], теоретические [3–5] и численные [5, 6] исследования позволили установить, что магнитные системы с фрустрациями во многом проявляют свойства, отличные от соответствующих нефрустрированных систем. Это отличие отражается прежде всего в богатом разнообразии фаз и фазовых переходов (ФП), что обусловлено сильным вырождением и высокой чувствительностью фрустрированных систем к различного рода возмущающим факторам [6–9]. К возмущающим факторам можно отнести внешнее магнитное поле, спин-спиновые обменные взаимодействия, в том числе и следующих за ближайшими соседями, немагнитные примеси, наведенную или структурную анизотропию, тепловые и квантовые флуктуации и др. Изучение влияния внешних возмущающих факторов на ФП и термодинамические свойства магнитных спиновых систем является одной из принципиальных задач физики конденсированного

состояния. Это обусловлено тем, что различные классы искусственных магнитных материалов (сверхтонкие магнитные пленки, различные многослойные магнитные системы, нанопроволоки, системы магнитных наночастиц и нанокластеров и др.) демонстрируют широкий спектр необычных физических свойств при учете внешних факторов [10–13]. Так, например, в нанослоях магнитных металлов наведенная одноосная анизотропия может во много раз превышать величину магнитокристаллической анизотропии, а также приводить к образованию уникальных пространственно-неоднородных состояний и вызывать необычные ориентационные эффекты. В ряде таких систем влияние наведенной анизотропии носит конкурирующий характер, что приводит к сложным процессам намагничивания, особенно при отклонении магнитного поля от симметричных направлений [14–16].

Для изучения ФП, магнитных и термодинамических свойств в магнитных спиновых системах успешно используются спиновые решеточные модели, одной из них является модель Поттса [17]. Научный интерес обусловлен тем, что модель Поттса служит основой теоретиче-

ского описания широкого круга физических свойств и магнитных явлений в физике конденсированных сред. К числу таких сред относятся некоторые классы адсорбированных газов на графите, сложные анизотропные ферромагнетики кубической структуры, различные многослойные магнитные системы, спиновые стекла, многокомпонентные сплавы и жидкие смеси. На основе модели Поттса с различным числом состояний спина могут быть описаны структурные ФП во многих материалах [18, 19]. В качестве примера веществ, описываемых моделью Поттса и обладающих структурой гексагональной решетки, можно привести адсорбированные пленки: адсорбированные атомы водорода (2×2)–2H/Ni(111) на поверхности никеля Ni(111) размещаются в узлах гексагональной решетки [20]. В таких адсорбированных структурах ФП описываются классом универсальности двумерных моделей Поттса с $q = 4$ [21].

Ферромагнитная модель Поттса к настоящему моменту времени достаточно хорошо изучена благодаря ее универсальности [21–28]. Для этой модели установлено, что в интервале величины взаимодействия вторых соседей $0.0 \leq |J_2/J_1| \leq 0.2$ наблюдается ФП второго рода, близкий к первому роду, в интервале $0.7 \leq |J_2/J_1| \leq 1.0$ наблюдается ФП первого рода, а в интервале $0.3 \leq |J_2/J_1| \leq 0.6$ наблюдается сильное вырождение основного состояния, и система становится фрустрированной [27]. Обнаружено, что при $|J_2/J_1| = 1$ внешнее магнитное поле приводит к смене ФП первого рода на ФП второго рода [24]. Для случая, когда $|J_2/J_1| = 0.5$ и данная модель является фрустрированной, показано, что внешнее магнитное поле подавляет фрустрации и в системе наблюдается ФП первого рода. Кроме того, было показано, что сильное магнитное поле снимает вырождение основного состояния и подавляет фазовый переход в системе [28].

В отличие от ферромагнитной модели, физические свойства антиферромагнитной модели Поттса сильно зависят от микроскопической структуры решетки. Отсутствие универсальности, вероятно, является основной причиной того, что наше понимание антиферромагнитной модели Поттса менее развито, чем понимание ее ферромагнитных аналогов.

В связи с этим нами в данной работе изучается влияние внешнего магнитного поля на характер ФП, магнитные и термодинамические свойства двумерной четырехвершинной антиферромагнитной модели Поттса на гексагональной решетке методом Монте-Карло (МК). При учете обменных взаимодействий ближайших и следующих за ближайшими соседями эта модель становится фрустрированной. Для модели Пот-

тса с фрустрациями существует совсем немного надежно установленных фактов. Работ, посвященных изучению влияния внешнего магнитного поля на ФП, магнитные и термодинамические свойства антиферромагнитной четырехвершинной модели Поттса, практически нет.

МОДЕЛЬ И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Гамильтониан модели Поттса с учетом взаимодействия первых и вторых соседей, а также внешнего магнитного поля имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} H = & -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle, i \neq j} (S_i \cdot S_j) - \\ & -J_2 \sum_{\langle i,k \rangle, i \neq k} (S_i \cdot S_k) - h \sum_i S_i = \\ = & -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle, i \neq j} \cos \theta_{i,j} - \\ & -J_2 \sum_{\langle i,k \rangle, i \neq k} \cos \theta_{i,k} - h \sum_i S_i, \end{aligned} \quad (1)$$

где $J_1 < 0$ и $J_2 < 0$ – параметры обменных антиферромагнитных взаимодействий для ближайших и следующих за ближайшими соседями, $\theta_{i,j}$, $\theta_{i,k}$ – углы между взаимодействующими спинами $S_i - S_j$ и $S_i - S_k$, h – величина магнитного поля в единицах $|J_1|$. В данном исследовании рассматривается случай, когда $|J_2/J_1| = 1$. Такой выбор приводит систему в область конкурирующих обменных взаимодействий и позволяет обнаружить режим существования фрустраций.

Внешнее магнитное поле направлено вдоль одного из возможных четырех спиновых направлений модели, его величину меняли в интервале $0.0 \leq h \leq 10.0$ с шагом 0.1.

Схематическое описание исследуемой модели представлено на рис. 1. Как видно из рисунка, каждый спин имеет три ближайших (сплошные жирные линии красного цвета) и шесть следующих за ближайшими (пунктирные линии синего цвета) соседа. Спины, обозначенные кружками одного и того же цвета, имеют одинаковое направление. На вставке к рисунку для каждого из четырех возможных направлений спина приведено соответствующее цветовое представление.

Направления спинов заданы таким образом, что выполняется равенство:

$$\begin{aligned} \theta_{i,j} = & \begin{cases} 0, & \text{если } S_i = S_j; \\ 109.47^\circ, & \text{если } S_i \neq S_j; \end{cases} \\ \cos \theta_{i,j} = & \begin{cases} 1, & \text{если } S_i = S_j; \\ -1/3, & \text{если } S_i \neq S_j. \end{cases} \end{aligned} \quad (2)$$

Согласно условию (2), для двух спинов S_i и S_j энергия парного обменного взаимодействия

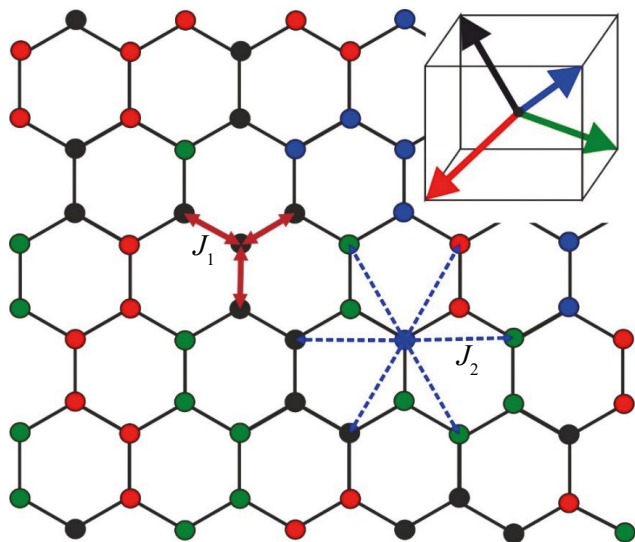


Рис. 1. Модель Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке. На вставке для каждого из четырех возможных направлений спина приведено соответствующее цветовое представление.

$E_{ij} = -J_1$, если $S_i = S_j$. В случае, когда $S_i \neq S_j$, энергия $E_{ij} = J_1/3$. Таким образом, энергия парного взаимодействия спинов равна одному значению при их одинаковом направлении, и принимает другое значение при несовпадении направлений спинов. Для модели Поттса с $q = 4$ в трехмерном пространстве такое возможно только при такой ориентации спинов, как показано на вставке рис. 1.

В последние годы такие системы успешно изучаются на основе метода МК [28–31]. Одним из наиболее эффективных для исследования спиновых систем с фрустрациями является репличный обменный алгоритм [32].

Репличный обменный алгоритм был использован нами в следующем виде:

1. Одновременно моделируются N реплик $X_1, X_2, \dots, X_N$ с температурами $T_1, T_2, \dots, T_N$.
2. После выполнения одного МК-шага/спин для всех реплик производится обмен данными между парой соседних реплик X_i и X_{i+1} в соответствии со схемой Метрополиса с вероятностью

$$w(X_i \rightarrow X_{i+1}) = \begin{cases} 1, & \text{при } \Delta \leq 0 \\ \exp(-\Delta), & \text{при } \Delta > 0 \end{cases}$$

где $\Delta = -(U_i - U_{i+1}) \cdot (1/T_i - 1/T_{i+1})$, U_i и U_{i+1} — внутренние энергии реплик, T — температура (здесь и далее температура дана в единицах $|J_1|/k_B$).

Для вывода системы в состояние термодинамического равновесия отсекали участок длиной $\tau_0 = 4 \cdot 10^5$ шагов МК на спин, что в несколько раз больше длины неравновесного участка. Усред-

нение термодинамических параметров проводили вдоль марковской цепи длиной до $\tau = 100\tau_0$ шагов МК на спин. Расчеты проводили для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами $L \times L = N$, $L = 12-60$, где L — линейный размер решетки, N — количество спинов в системе. Отметим, что выбранные значения L в данной модели достаточны для получения физически верных результатов и оптимальны.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Примеры магнитных структур основного состояния при разных значениях магнитного поля представлены на рис. 2. Эти структуры получены путем анализа спиновых конфигураций для реплики с наименьшей температурой ($k_B T/|J_1| = 0.01$) и выбора среди них конфигурации с наименьшей энергией, достигнутой в ходе моделирования. Количество спиновых конфигураций в основном состоянии без магнитного поля составляет примерно $\exp(9.96782) = 21329$ для системы с линейными размерами $L = 12$. С увеличением линейных размеров системы число конфигураций существенно увеличивается. Если к системе приложить магнитное поле, вырождение по спину будет снято и число конфигураций уменьшится. Для значений поля $h \geq 9.0$ остается только одна конфигурация. Анализ полученных спиновых конфигураций основного состояния показывает, что они имеют однотипное упорядочение для данного интервала величины поля, т. е. конфигурации эквивалентны при одних и тех же параметрах модели. Здесь приведены только некоторые из возможных магнитных структур основного состояния, соответствующие определенному интервалу магнитного поля. На рис. 2 спины, имеющие одинаковое направление, обозначены кружками одного и того же цвета. Магнитное поле направлено вдоль спина, обозначенного черным цветом.

Магнитные структуры данной модели в отсутствие поля более подробно рассмотрены в работе [21], где было обнаружено частичное упорядочение по шести спином. Как видно на рис. 2а, спины образуют страйповую структуру по шести спином. Такой тип магнитного упорядочения сохраняется в интервале полей $0.0 \leq h < 2.5$ (рис. 2а). Это обусловлено тем, что магнитные моменты в антиферромагнетике ощущают на себе воздействие обменных сил значительно сильнее, чем влияние наведенного внешнего магнитного поля. Малой величины наведенного внешнего магнитного поля недостаточно для изменения спиновой конфигурации. В

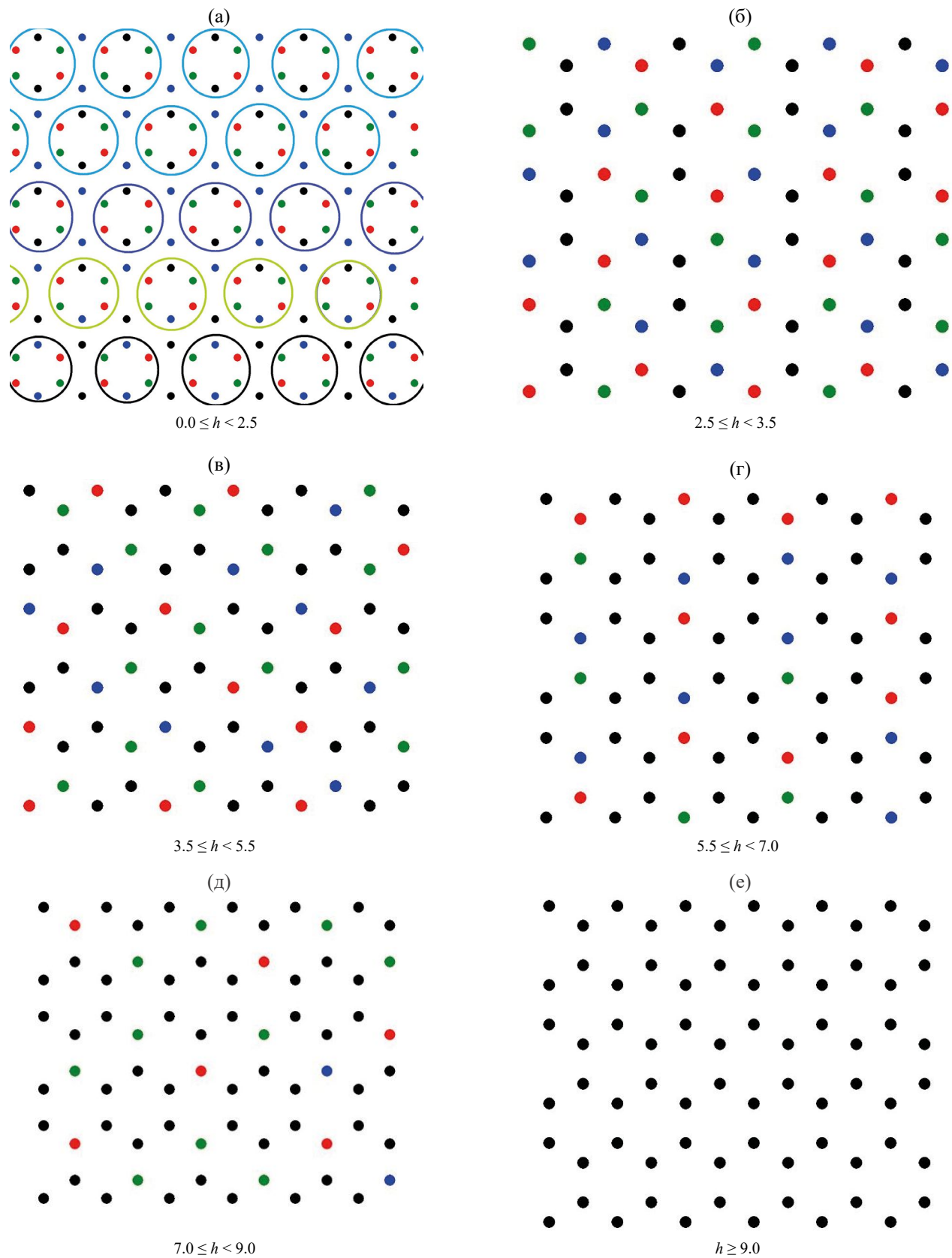


Рис. 2. Примеры магнитных структур основного состояния.

интервале полей $2.5 \leq h < 3.5$ (рис. 2б) в системе наблюдается частичное упорядочение (спины черного цвета выстраиваются в полосы), а в интервале $3.5 \leq h < 5.5$ (рис. 2в) магнитное поле нарушает частичное упорядочение. В интервале $5.5 \leq h < 7.0$ (рис. 2г) наблюдается магнитное состояние, при котором спины выстраиваются в полосовую структуру (стриповое упорядочение). В интервале $7.0 \leq h < 9.0$ (рис. 2д) магнитное поле меняет тип упорядочения. Это связано с увеличением числа спинов, ориентированных вдоль внешнего магнитного поля. Дальнейший рост поля $h \geq 9.0$ (рис. 2е) приводит к упорядочению всех спинов в системе вдоль направления внешнего магнитного поля. Анализ полученных магнитных структур показывает, что внешнее магнитное поле приводит к изменению типа магнитного упорядочения.

Намагниченность системы вычисляли по формуле:

$$m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_i, \quad (3)$$

где S_i — трехкомпонентный единичный вектор $S_i = (S_i^x, S_i^y, S_i^z)$.

На рис. 3 представлены графики зависимости намагниченности m от температуры для разных значений магнитного поля. В отсутствие поля, в связи с тем, что спины подрешеток направлены антипараллельно другу, намагниченность системы в низкотемпературной области близка к нулю. При этом нулевое значение намагниченности сохраняется в интервале полей $0.0 \leq h < 2.5$.

При увеличении магнитного поля намагниченность в низкотемпературной области увеличивается. Это объясняется тем, что магнитное поле выстраивает спины вдоль своего направления и в системе возникает только частичный порядок. С ростом величины магнитного поля увеличивается число спинов, которые выстраиваются вдоль направления внешнего магнитного поля и намагниченность в низкотемпературной области растет. При значениях поля $h = 10.0$ в низкотемпературной области намагниченность $m = 1.0$. Это свидетельствует о том, что все спины в системе выстроились вдоль направления внешнего магнитного поля и система становится полностью упорядоченной.

Для наблюдения за температурным ходом поведения теплоемкости C нами использовали выражение [33]:

$$C = (NK^2) \left(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2 \right), \quad (4)$$

где $K = |J_1| / k_B T$, U — внутренняя энергия.

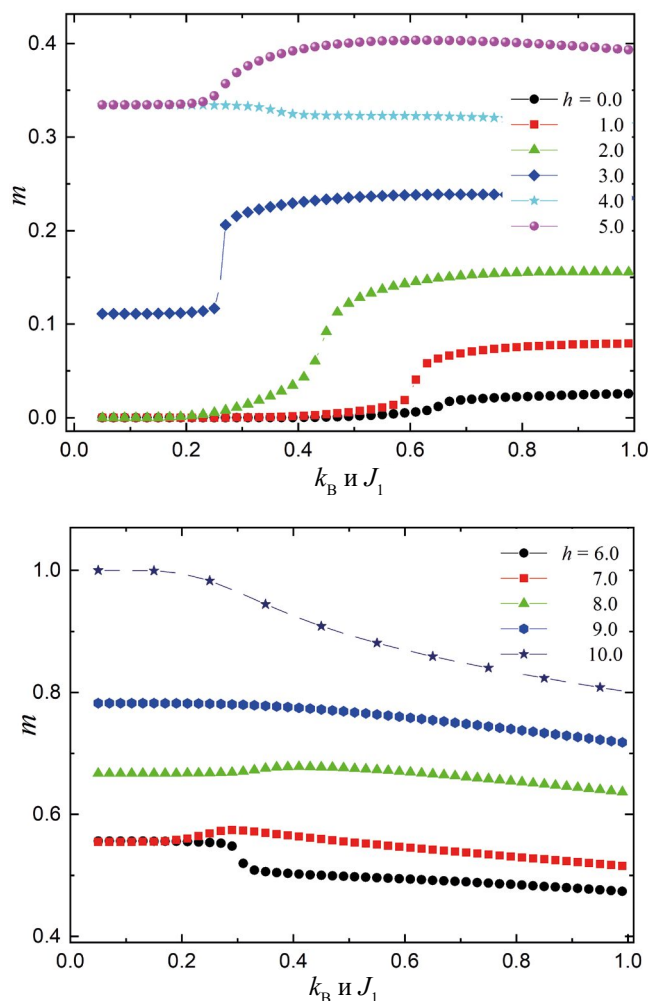
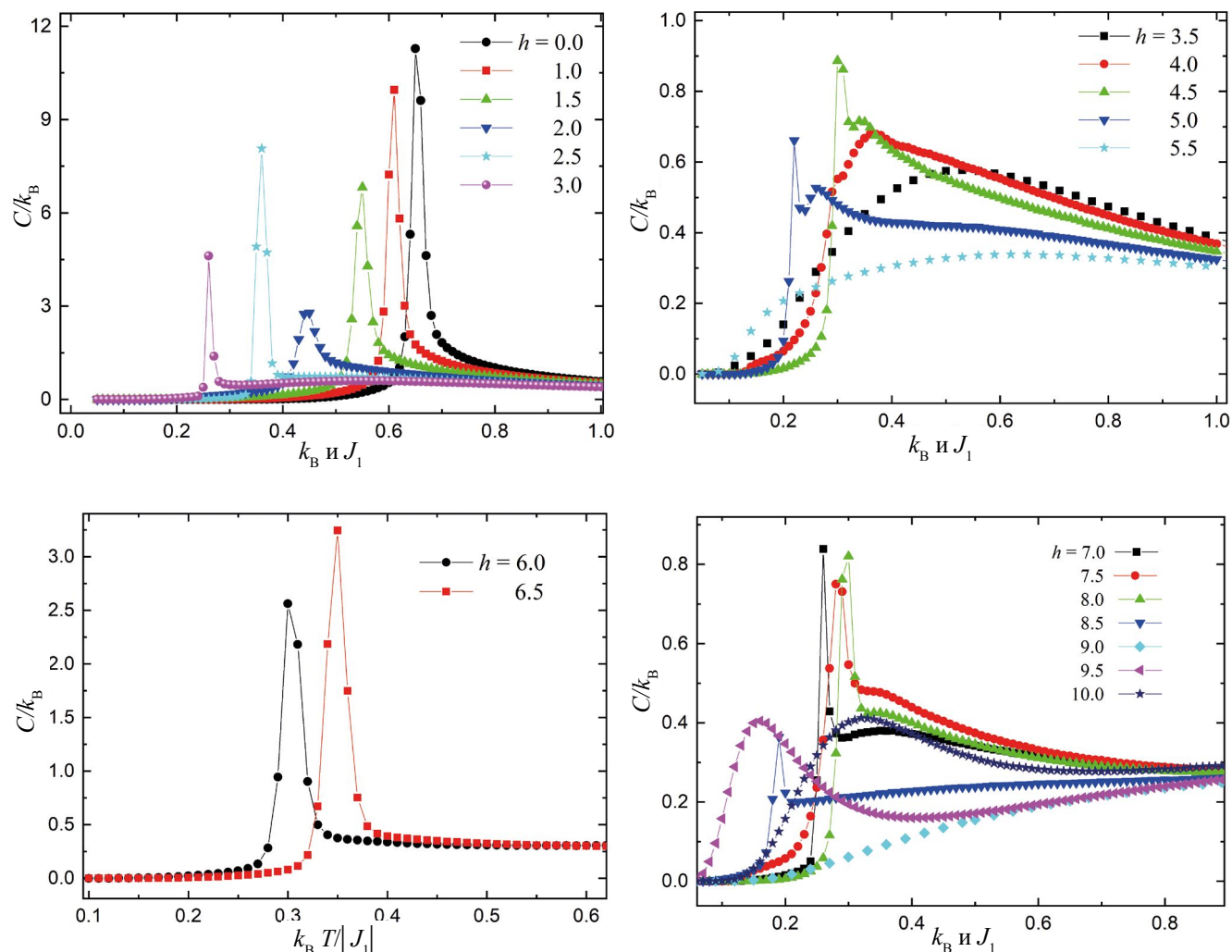


Рис. 3. Температурные зависимости намагниченности m .

Температурные зависимости теплоемкости C для различных значений магнитного поля для системы с линейными размерами $L = 48$ представлены на рис. 4. Из рисунка видно, что в интервалах $0.0 \leq h \leq 3.0$ и $6.0 \leq h \leq 6.5$ вблизи критической области наблюдаются хорошо выраженные максимумы теплоемкости.

Для каждого из значений поля максимум теплоемкости соответствует смене одного типа упорядочения на другой. Дальнейшее повышение температуры (при достаточно больших температурах) приводит к полному разрушению упорядочения, система становится парамагнитной и намагниченность становится близкой нулю. Однако данный переход в парамагнитное состояние из-за наличия магнитного поля становится размытым, резкого скачка теплоемкости не происходит.

Отметим, что при $0.0 \leq h \leq 3.0$ максимумы теплоемкости смещаются в сторону низких температур, а в интервале $6.0 \leq h \leq 6.5$ — в сторону вы-

Рис. 4. Температурные зависимости теплоемкости C .

соких температур. Сильная конкуренция между обменными взаимодействиями и наведенным магнитным полем приводит к сильным флуктуациям, что сопровождается изменением температуры максимума теплоемкости. Для значений магнитного поля $h = 3.5$ и 5.5 на температурной зависимости теплоемкости наблюдаются куполообразные максимумы. В интервалах магнитного поля $4.0 \leq h \leq 5.0$ и $7.0 \leq h \leq 8.5$ температурная зависимость теплоемкости имеет особую структуру – резкий пик на фоне куполообразного максимума, т. е. наблюдается так называемое расщепление теплоемкости. Такую картину наблюдали для фрустрированных спиновых систем [34]. Аналогичное поведение теплоемкости было обнаружено в модели Изинга с фрустрациями на декорированных решетках [35, 36]. Можно предположить, что такое поведение теплоемкости связано с изменением структуры магнитного

упорядочения и появлением частично упорядоченного магнитного состояния.

Анализ полученных в данной работе данных позволяет предположить, что при значениях магнитного поля $h = 3.5$ и 5.5 система становится фрустрированной (находится в режиме фрустраций), а в интервалах магнитного поля $4.0 \leq h \leq 5.0$ и $7.0 \leq h \leq 8.5$ система находится вблизи режима фрустраций. В сильных магнитных полях отсутствуют ярко выраженные максимумы теплоемкости. Такое поведение теплоемкости свидетельствует о том, что сильное магнитное поле приводит к подавлению ФП.

На рис. 5 приведен график зависимости намагниченности m от магнитного поля h в низкотемпературной области, где мы наблюдаем ступенчатую зависимость намагниченности.

Для изучения рода ФП нами использован гистограммный метод анализа данных метода МК

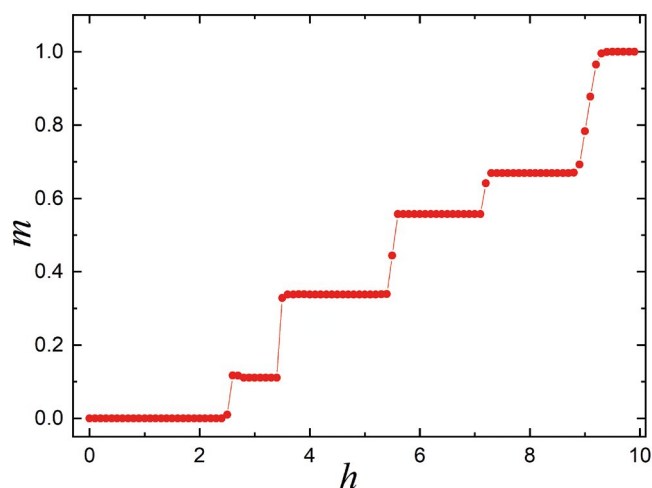


Рис. 5. Зависимость намагниченности m от магнитного поля h при температуре $k_B T/|J_1| = 0.01$.

[37, 38]. Этот метод позволяет надежно определить род ФП. Методика подробно описана в работе [39]. Полученные на основе гистограммного анализа данных результаты показывают, что в интервалах поля $0.0 \leq h \leq 3.0$ и $6.0 \leq h \leq 6.5$ в данной модели наблюдается ФП первого рода. Это продемонстрировано на рис. 6, где представлены гистограммы распределения энергии для системы с линейными размерами $L = 60$ для значений $h = 2.0$ и $h = 6.0$. Графики построены при различных температурах близких к критической температуре.

Из рис. 6 видно, что зависимость вероятности $P(E)$ от энергии E демонстрирует два хорошо выраженных максимума, которые свидетельствуют в пользу ФП первого рода. Наличие двойного пика на гистограммах распределения энергии является достаточным условием для

ФП первого рода. Аналогичное поведение наблюдается для всех значений поля в интервалах $0.0 \leq h \leq 3.0$ и $6.0 \leq h \leq 6.5$. Таким образом, результаты данной работы показывают, что внешнее магнитное поле не приводит к смене рода ФП, но приводит к возникновению фрустраций в исследуемой модели. В аналогичной ферромагнитной модели было обнаружено, что приложение слабого внешнего магнитного поля приводит к смене ФП первого рода на ФП второго рода [24]. В отсутствие поля в данной модели наблюдается упорядочение по шести спидам решетки. Такой тип упорядочения сохраняется в интервале поля $0.0 \leq h \leq 2.5$.

С увеличением внешнего магнитного поля, спины выстраиваются вдоль его направления, что приводит к изменению типа упорядочения.

В зависимости от величины внешнего магнитного поля в данной модели наблюдаются шесть различных типов упорядочения. Этим объясняется образование шести плато намагниченности. Каждому плато соответствует определенный тип упорядочения (см. рис. 2). При значении поля $h \geq 9.0$ вдоль направления внешнего магнитного поля выстраиваются все спины, и система выходит на плато насыщения. Для сравнения, в аналогичной ферромагнитной модели были обнаружены только три плато в зависимости намагниченности от магнитного поля [24]. Это говорит о том, что антиферромагнитная модель Поттса отличается большим разнообразием типов магнитного упорядочения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование влияния магнитного поля на фазовые переходы, магнитные и термодинами-

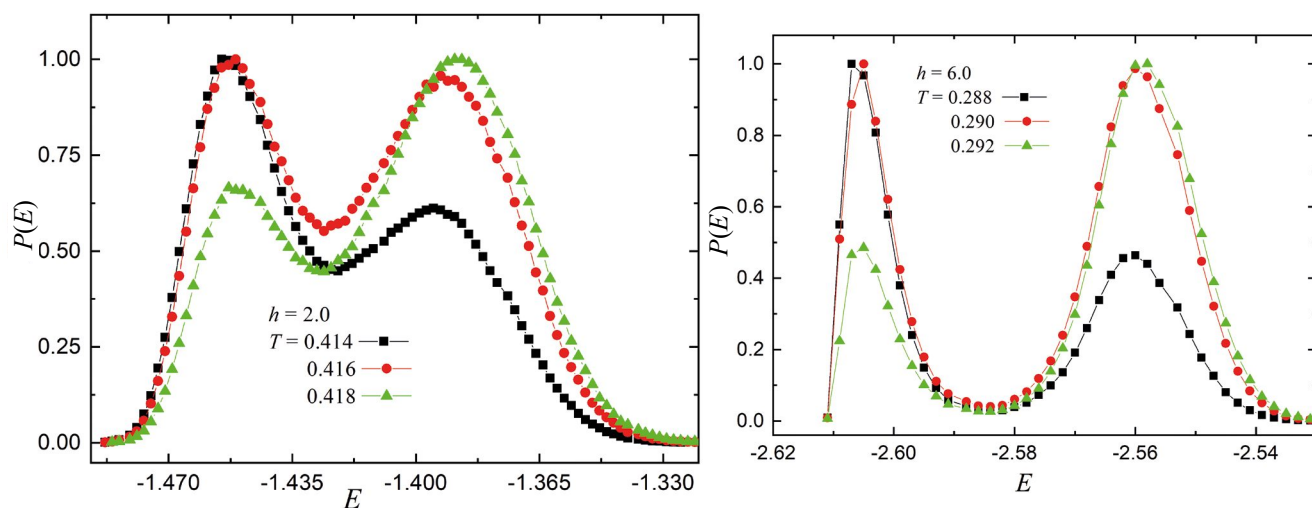


Рис. 6. Гистограммы распределения энергии для различных h .

ческие свойства двумерной антиферромагнитной модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке выполнено с использованием репличного обменного алгоритма метода Монте-Карло.

Получены магнитные структуры основного состояния в широком интервале значений магнитного поля. Показано, что в зависимости от величины внешнего магнитного поля в данной модели наблюдаются шесть различных типов упорядочения. Это подтверждается наличием шести плато на зависимости намагниченности от величины магнитного поля.

На основе гистограммного метода проведен анализ характера фазовых переходов. Обнаружено, что интервалах магнитного поля $0.0 \leq h \leq 3.0$ и $6.0 \leq h \leq 6.5$ реализуется фазовый переход первого рода. При значениях внешнего магнитного поля $h = 3.5$ и 5.5 система является фрустрированной, а в интервалах магнитного поля $4.0 \leq h \leq 5.0$ и $7.0 \leq h \leq 8.5$ система находится вблизи режима фрустраций. Показано, что при $h \geq 9.0$ магнитное поле подавляет фазовый переход в системе.

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Haseda T., Wada N., Hata M., Amaya K. Spin ordering in a triangular X-Y antiferromagnet: CsFeCl₃ and RbFeCl₃ // *Physica B+C*. 1981. V. 108. P. 841–842.
2. Wada N., Ubukoshi K., Hirakawa K. Incommensurate magnetic phase transitions in the triangular XY-like antiferromagnet RbFeCl₃ // *J. Phys. Soc. Jpn.* 1981. V. 51. P. 2833–2839.
3. Shiba H. Quantization of magnetic excitation continuum due to interchain coupling in nearly one-dimensional Ising-like antiferromagnets // *Prog. Theor. Phys.* 1980. V. 64. P. 466–478.
4. Kuburagi M., Toneyawa T., Kanamori J. Magnetic phase diagram for the triangular Ising lattice with antiferromagnetic nearest-neighbor and ferromagnetic next-nearest-neighbor interactions // *J. Phys. Soc. Jpn.* 1982. V. 51. P. 3857–3867.
5. Itakura M. Monte Carlo Renormalization group study of the Heisenberg and the XY antiferromagnet on the stacked triangular lattice and the chiral ϕ^4 model // *J. Phys. Soc. Jpn.* 2003. V. 72. P. 74–82.
6. Муртазаев А.К., Рамазанов М.К. Фазовые переходы в фрустрированных моделях Изинга // *ФТТ*. 2023. Т. 65. С. 1455–1475.
7. Dotsenko V.S. Critical phenomena and quenched disorder // *Phys. Usp.* 1995. V. 38. P. 457–496.
8. Korshunov S.E. Phase transitions in two-dimensional systems with continuous degeneracy // *Phys. Usp.* 2006. V. 49. P. 225–262.
9. Diep H.T. *Frustrated Spin Systems*. Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2004. 624 p.
10. Malakis A., Kaloizoumis P., Tyraskis N. Monte Carlo studies of the square Ising model with next-nearest-neighbor interactions // *Eur. Phys. J. B*. 2006. V. 50. P. 63–67.
11. Сосин С.С., Прозорова Л.А., Смирнов А.И. Новые магнитные состояния в кристаллах // *УФН*. 2005. Т. 175. С. 92–99.
12. Murayama K., Ozeki Yu. Dynamical scaling analysis of symmetry breaking for the antiferromagnetic triangular Heisenberg model in a uniform magnetic field // *Phys. Rev. B*. 2020. V. 101. P. 184427–1–184427–11.
13. Гехт Р.С. Магнитные состояния и фазовые переходы во фрустрированных антиферромагнетиках с треугольной решеткой // *УФН*. 1989. Т. 159. С. 261–296.
14. Johnson M.T., Bloemen P.J.H., Broeder F.J.A., den de Vries J.J. Magnetic anisotropy in metallic multilayers // *Rep. Prog. Phys.* 1996. V. 59. P. 1409–1458.
15. Pouloupoulos P., Baberschke K. Magnetism in thin films // *J. Phys.: Condens. Matter*. 1999. V. 11. P. 9495–9515.
16. De Jonge W.J.M., Bloemen P.G.H., den Broeder F.J.A. *Ultrathin Magnetic Structures*. Berlin: Springer, 1994. V. 1. 350 p.
17. Wu F.Y. The Potts model // *Rev. Mod. Phys.* 1982. V. 54. P. 235–268.
18. Wu F.Y. Potts model of magnetism // *J. Appl. Phys.* 1984. V. 55. P. 2421–2425.
19. Schwenger L., Budde K., Voges C., Pfnur H. Effect of random quenched impurities on the critical behavior of a four-state Potts system in two dimensions: An experimental study // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 73. P. 296–299.
20. Budde K., Schwenger L., Voges C., Pfnur H. Effect of oxygen impurities on the critical properties of the (2×2) -2HfNi(111) order-disorder phase transition // *Phys. Rev. B*. 1995. V. 52. P. 9275–9282.
21. Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Мазагаева М.К., Магомедов М.А. Фазовая диаграмма антиферромагнитной модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке // *ФММ*. 2021. Т. 122. Вып. 5. С. 460–465.
22. Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Мазагаева М.К., Магомедов М.А. Фазовые переходы и термодинамические свойства модели Поттса с числом состояний спина $q=4$ на гексагональной решетке // *ЖЭТФ*. 2019. Т. 156. Вып. 3. С. 502–506.
23. Рамазанов М.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Мазагаева М.К. Исследование фазовых переходов и термодинамических свойств модели Поттса с $q=4$ на гексагональной решетке с взаимодействиями вторых ближайших соседей // *ФТТ*. 2020. Т. 62. Вып. 3. С. 442–446.
24. Рамазанов М.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Мазагаева М.К. Фазовые переходы и магнитные свойства модели Поттса с числом состояний спи-

- на $q = 4$ на гексагональной решетке в слабых магнитных полях // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. Вып. 11–12. С. 762–767.
25. *Рамазанов М.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Мазгаева М.К., Джамалудинов М.Р.* Исследование влияния слабых магнитных полей на термодинамические свойства модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке // ФТТ. 2022. Т. 64. С. 237–240.
 26. *Фадеева М.А., Щур Л.Н.* Моделирование четырехкомпонентной модели Поттса на гексагональной решетке методом Ванга-Ландау с контролируемой точностью // ЖЭТФ. 2022. Т. 162. С. 909–916.
 27. *Муртазаев А.К., Мазгаева М.К., Рамазанов М.К., Магомедов М.А., Муртазаева А.А.* Фазовая диаграмма модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке // ФТТ. 2021. Т. 63. Вып. 5. С. 622–627.
 28. *Рамазанов М.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Мазгаева М.К.* Фазовые переходы фрустрированной четырехвершинной модели Поттса на гексагональной решетке в магнитном поле // ФММ. 2023. Т. 124. Вып. 5. С. 339–346.
 29. *Рамазанов М.К., Муртазаев А.К.* Фазовые переходы и критические свойства в антиферромагнитной модели Гейзенберга на слоистой кубической решетке // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. Вып. 2. С. 72–77.
 30. *Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Рамазанов М.К.* Фазовая диаграмма и структура основного состояния антиферромагнитной модели Изинга на объемно-центрированной кубической решетке // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. Вып. 4. С. 265–269.
 31. *Рамазанов М.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Мазгаева М.К., Муртазаева А.А.* Исследование влияния сильных магнитных полей на фазовые переходы фрустрированной модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ // ФММ. 2022. Т. 123. Вып. 3. С. 313–319.
 32. *Mitsutake A., Sugita Y., Okamoto Y.* Generalized-ensemble algorithms for molecular simulations of biopolymers // Biopolymers (Peptide Science). 2001. V. 60. P. 96–123.
 33. *Peczak P., Ferrenberg A.M., and Landau D.P.* High-accuracy Monte Carlo study of the three-dimensional classical Heisenberg ferromagnet // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. P. 6087–6093.
 34. *Proshkin A.I., Kassan-Ogly F.A.* Frustration and Phase Transitions in Ising Model on Decorated Square Lattice // Phys. Met. Metal. 2019. V. 120. P. 1366–1372.
 35. *Kassan-Ogly F.A., Proshkin A.I.* Ising Model on Planar Decorated Lattices. Frustrations and Their Influence on Phase Transitions // Physics of Metals and Metallography. 2019. V. 120. P. 1359–1365.
 36. *Kassan-Ogly F.A., Proshkin A.I.* Frustrations and Ordering in Magnetic Systems of Various Dimensions // Phys. Solid State. 2018. V. 60. P. 1090–1097.
 37. *Wang F., Landau D.P.* Determining the density of states for classical statistical models: a random walk algorithm to produce a flat histogram // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. P. 056101(16).
 38. *Wang F., Landau D.P.* Efficient, Multiple-Range Random Walk Algorithm to Calculate the Density of States // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 2050–2053.
 39. *Рамазанов М.К., Муртазаев А.К.* Фазовая диаграмма антиферромагнитной модели Гейзенберга на кубической решетке // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109. Вып. 9. С. 610–614.

INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD ON PHASE TRANSITIONS IN THE ANTIFERROMAGNETIC POTTS MODEL

M. K. Ramazanov^{1,*}, A. K. Murtazaev¹, M. A. Magomedov¹, and M. K. Mazagaeva¹

¹*Amirkhanov Institute of Physics, Dagestan Federal Scientific Center, Russian Academy of Sciences,
Makhachkala, 367003 Russia*

**e-mail: sheikh77@mail.ru*

Based on the replica exchange algorithm of the Monte Carlo method, the influence of an external magnetic field on phase transitions and thermodynamic properties of the two-dimensional antiferromagnetic Potts model with the number of spin states $q = 4$ on a hexagonal lattice was studied. The studies were conducted in the range of external magnetic field values of $0.0 \leq h \leq 10.0$. The magnetic field is measured in relative units of exchange interaction between nearest neighbors $|J_1|$. The magnetic structures of the ground state were obtained, and the nature of phase transitions in the considered field range was analyzed. It has been established that in the intervals $0.0 \leq h \leq 3.0$ and $6.0 \leq h \leq 6.5$ a first-order phase transition is observed. It is shown that at the external magnetic field values $h = 3.5$ and 5.5 , the system is frustrated, and in the magnetic field intervals $4.0 \leq h \leq 5.0$ and $7.0 \leq h \leq 8.5$, the system approaches the frustration regime. It was found that strong magnetic fields ($h \geq 9.0$) suppress the phase transition in the system.

Keywords: Potts model, Monte Carlo method, phase transition, magnetic field