

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.125.523.348

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ МНОГОСЛОЙНОЙ СИСТЕМЫ СПИНОВ 3/2 В МОДЕЛИ БЛЮМА–КАПЕЛЯ

© 2021 г. Х. Саади^а, Р. Ахарруш^а, М. Мадани^б, Н. Хашем^с, М. Эль Бузиани^{а, *}

^аОтдел теоретической физики, Лаборатория физики конденсированного состояния, Факультет естественных наук, Университет им. Шуаиба Дуккали, п/я 20, 24000 Эль Джадида, Марокко

^бФизико-химическое отделение, Региональный центр профессионального образования и профессиональной подготовки CRMEF, 50000 Мекнес, Марокко

^сЛаборатория промышленных технологий, Научно-технический факультет, Университет им. Мохаммеда бен Абделлаха, 30050 Фес, Марокко

*e-mail: elbouziani.m@ucd.ac.ma

Поступила в редакцию 27.06.2020 г.

После доработки 01.04.2021 г.

Принята к публикации 18.08.2021 г.

Магнитные свойства, фазовые диаграммы и гистерезисное поведение многослойной системы спинов 3/2 в модели Блюма–Капля (БК) – изучены методом Монте-Карло. Сначала мы установили фазовые диаграммы основного состояния для температуры $T = 0$ К. Затем мы построили графики температурных вариаций намагниченностей каждого из двух блоков спинов 3/2 и их суммарной намагниченности, а также соответствующие фазовые диаграммы, чтобы исследовать влияние некоторых параметров гамильтониана БК-модели, а именно, обменного взаимодействия, кристаллического поля и числа слоев 3/2 спинов обоих блоков системы. Наконец, мы проанализировали поведение системы в случаях возникновения одной и трех петель гистерезиса. Данная работа выявила наличие ряда специфических черт системы, особенно существование линий фазовых переходов второго и первого рода, а также изолированных критических предельных точек.

Ключевые слова: многослойная система, модель Блюма–Капля

DOI: 10.31857/S0015323021120093

ВВЕДЕНИЕ

Многослойные магнитные системы стали сегодня предметом особого внимания в плане развития новых технологий и технических устройств, от магнитных носителей информации до нового вида компьютерной памяти [1]. В этой связи появился ряд работ, посвященных экспериментальному и теоретическому изучению свойств этих систем.

Особое внимание со стороны экспериментаторов было уделено многим многослойным системам, таким как as Fe/Si , Fe/Co , Fe/Cr , Fe/Ni , Au/Ni , Ag/Ni , Pd/Co , Pd/Fe и NiFe/Ag [2–6]. Вместе с тем существуют определенные методы производства систем этого типа, например, метод электронно-лучевого испарения в условиях сверхвысокого вакуума. [7] и радиочастотного распыления [8]. В теоретическом аспекте, переходы в многослойных структурах рассчитывают в рамках нескольких подходов, а именно, теории эффективного поля (ТЭП) с корреляциями [9, 10], метода функций Грина (МФГ) [11], в приближении среднего поля (ПСП) [12, 13], моделирования методом Монте-Карло (МКМ) [12, 14].

Для изучения фазовых переходов многослойных систем предложено множество моделей, таких как модели Изинга, Блюма–Капля (БК) и Блюма–Эмери–Гриффитса (БЭГ). В этом исследовании мы использовали БК модель, которую можно определить как модель Изинга со спином 1, с кристаллическим полем; она введена Блюмом [15] и, независимо Капелем [16] для объяснения магнитных фазовых переходов первого рода. Модель БК стала предметом нескольких работ и привела ко многим интересным разработкам.

Так или иначе, БК-модель Блюма–Капля со спинами 3/2 впервые была введена в рассмотрение для прояснения экспериментальных результатов по фазовым переходам в ванадате диспрозия DyVO_4 [17], для проверки трикритических свойств тройных смесей [18]. Изучение проводили с несколькими методами, таких как приближение среднего поля [19, 20], метод Монте-Карло [20, 21], теории эффективного поля [22] и метод ренормализационной группы (РГ) [23]. Вдобавок к указанным работам, изучающим чистые системы, модель Блюма–Капля со спинами 3/2 была привлечена для изучения многослойных систем

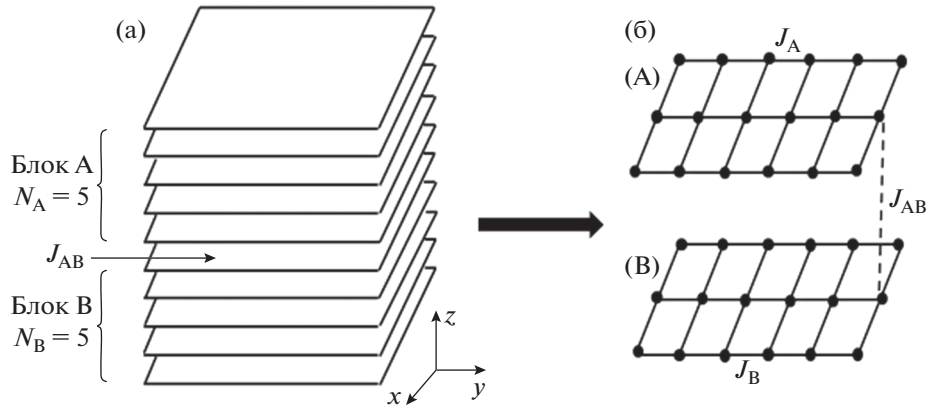


Рис. 1. Схематические представления многослойной системы, состоящей из двух блоков (А) и (В) со спинами 3/2 (черные кружки): (а) трехмерное представление и (б) представление ее поперечного сечения.

[12, 24], где было установлено, что кристаллическое поле радикальным образом влияет на магнитные переходы “порядок–беспорядок”.

В присутствии ферромагнитных взаимодействий мы можем наблюдать эффекты фрустрации обменных связей, вызванные конкуренцией между прямыми обменными взаимодействиями (ОВ) и ОВ через декорирующие “экстра” атомы, как описано в ссылке [25], используя обобщенное итерационное преобразование модели Изинга на декорированных двумерных решетках.

Нашей целью в данной работе является определение посредством моделирования методами Монте-Карло влияния конкретных параметров гамильтониана системы на магнитные свойства, вид фазовых диаграмм и петель гистерезиса в многослойных системах, описываемых моделью Блюма–Капеля со спинами 3/2. План построения данной статьи таков: в разд. 2 мы кратко представляем указанную исследовательскую (БК) модель наряду с кратким обзором метода моделирования Монте-Карло. В разд. 3 продемонстрированы и обсуждены эффекты обменных взаимодействий и кристаллического поля на магнитные свойства, а также гистерезисное поведение многослойных систем. Наконец, в разд. 4 мы приводим наше заключение.

МОДЕЛЬ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДАМИ МОНТЕ-КАРЛО

Рассмотрим ферромагнитную многослойную модельную систему Блюма–Капеля, состоящую из двух блоков спинов $S = 3/2$ – (А) и (В), с числом слоев $N_A = 5$ и $N_B = 5$ соответственно. Гамильтониан H , описывающий данную систему, имеет вид:

$$H = -J_A \sum_{\substack{\langle i,j \rangle \\ i \in (A) \\ j \in (A)}} S_i S_j - J_B \sum_{\substack{\langle k,l \rangle \\ k \in (B) \\ l \in (B)}} S_k S_l - J_{AB} \sum_{\substack{\langle i,k \rangle \\ i \in (A) \\ k \in (B)}} S_i S_k - \Delta \left(\sum_{i \in (A)} S_i^2 + \sum_{k \in (B)} S_k^2 \right) - h \left(\sum_{i \in (A)} S_i + \sum_{k \in (B)} S_k \right), \quad (1)$$

где $J_A > 0$ и $J_B > 0$ – параметры обменного ферромагнитного взаимодействия между двумя соседними спинами в блоках (А) и (В), соответственно; индексы $\langle i, j \rangle$ блока (А) и $\langle k, l \rangle$ блока (В). $J_{AB} > 0$ – ферромагнитное обменное взаимодействие двух соседних спинов, один из которых локализован в нижнем слое блока (А), а второй – в верхнем слое блока (В). Δ представляет собой взаимодействие с кристаллическим полем, h обозначает внешнее магнитное поле. На рис. 1 дано схематическое изображение многослойной системы со спинами 3/2.

Для моделирования системы, описываемой гамильтонианом (1), мы использовали методы моделирования Монте-Карло с привлечением алгоритма Метрополиса [26]. Периодические граничные условия накладываются вдоль осей x и y , число спинов вдоль которых на каждой из осей равно $N = 30$, в то время как свободные граничные условия накладываются вдоль оси z , число слоев вдоль которой равно $N_0 = N_A + N_B = 10$.

Средние значения различных физических величин рассчитывали при каждой из температур, используя 10^5 МК шагов на узел после исключения результата первых 2×10^4 МК шагов на узел с целью балансировки системы.

Среди физических величин, рассчитанных указанным образом, мы рассматриваем:

– намагниченность на узел m_A и m_B для блоков (А) и (В) соответственно:

$$m_A = \frac{1}{N_{AS}} \sum_{i \in (A)} S_i \quad \text{и} \quad m_B = \frac{1}{N_{BS}} \sum_{k \in (B)} S_k, \quad (2)$$

где $N_{AS} = N \times N \times N_A$ и $N_{BS} = N \times N \times N_B$ – число спинов S в блоках (А) и (В), соответственно;

– суммарная намагниченность на узел:

$$M_T = \frac{m_A + m_B}{2}; \quad (3)$$

– суммарная восприимчивость на узел:

$$\chi_T = \beta N_T (\langle M_T^2 \rangle - \langle M_T \rangle^2). \quad (4)$$

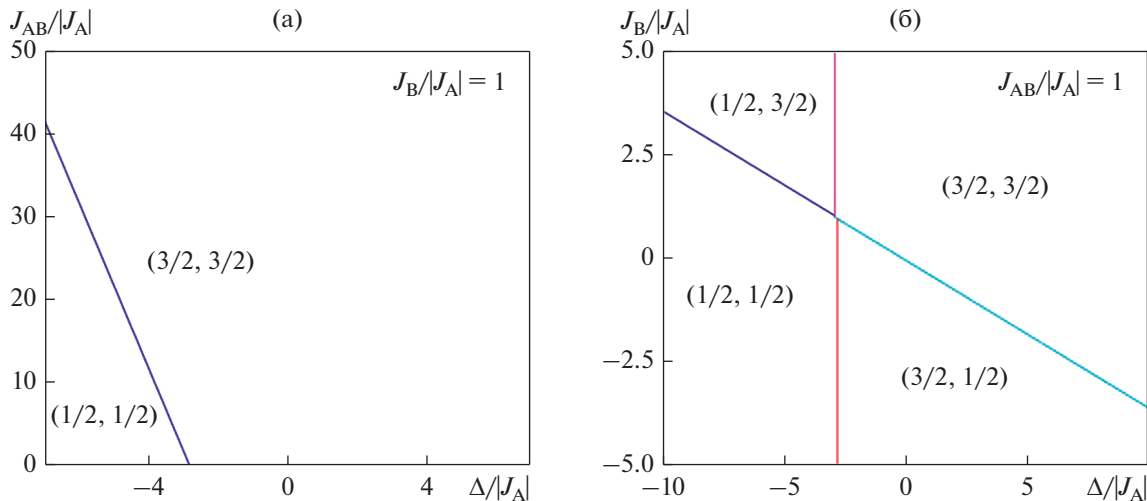


Рис. 2. Фазовые диаграммы основного состояния: (а) в плоскости $(\Delta/|J_A|, J_{AB}/|J_A|)$ для $J_B/|J_A| = 1$ и $h = 0$, и (б) в плоскости $(\Delta/|J_A|, J_B/|J_A|)$ для $J_{AB}/|J_A| = 1$ и $h = 0$.

Здесь $N_T = N_0 \times N \times N$ – суммарное число узлов в рассматриваемой многослойной системе, $\beta = (k_B T)^{-1}$, где k_B – постоянная Больцмана и T – абсолютная температура. Для простоты в дальнейшем мы полагаем $k_B = 1$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

1. Фазовые диаграммы основного состояния

Прежде чем переходить к изучению фазовых диаграмм, соответствующих $T \neq 0$ К, мы сначала исследуем фазовые диаграммы основного состояния при $T = 0$, для того чтобы определить различные возможные фазы, а также проверить результаты, которые будут найдены на диаграммах состояния при конечных температурах. Эти диаграммы получены после аналитического “представления” формулы (1) и сравнения энергий основного состояния различных фаз.

На рис. 2 приведены фазовые диаграммы основного состояния системы в отсутствие внешнего магнитного поля ($h = 0$), при $N_A = N_B = 5$ в двух плоскостях фазового пространства: в плоскости $(\Delta/|J_A|, J_{AB}/|J_A|)$ при $J_B/|J_A| = 1$ и в плоскости $(\Delta/|J_A|, J_B/|J_A|)$ при $J_{AB}/|J_A| = 1$.

Из рис. 2а мы находим только две упорядоченные ферромагнитные фазы в плоскости $(\Delta/|J_A|, J_{AB}/|J_A|)$, со значениями $(m_A = 1/2, m_B = 1/2)$ и $(m_A = 3/2, m_B = 3/2)$; эти две фазы разделены линией перехода первого рода уравнения: $J_{AB}/|J_A| = -10 \times \Delta/|J_A| - 28$. Вместе с тем, как следует из рис. 2б, мы делаем вывод о появлении в плоскости $(\Delta/|J_A|, J_B/|J_A|)$ двух новых фаз в добавление к тем, что получены в первой из рассматриваемых плоскостей, а именно, $(m_A = 1/2, m_B = 3/2)$ и $(m_A = 3/2, m_B = 1/2)$; эти четыре фазы разделены четырьмя ли-

ниями фазовых переходов первого рода, определяемых следующими уравнениями:

$J_B/|J_A| = -(5/14) \times \Delta/|J_A| - (1/56)$ между фазами $(1/2, 3/2)$ и $(1/2, 1/2)$; $J_B/|J_A| = -(5/14) \times \Delta/|J_A| - (3/56)$ между фазами $(3/2, 3/2)$ и $(3/2, 1/2)$; $\Delta/|J_A| = -59/20$ между фазами $(1/2, 3/2)$ и $(3/2, 3/2)$; и $\Delta/|J_A| = -57/20$ между фазами $(1/2, 1/2)$ и $(3/2, 1/2)$. Окончательно отмечено, что в работе [27] получены почти такие же результаты, как у нас, особенно в отношении фаз, получаемых в плоскости $(\Delta/|J_A|, J_B/|J_A|)$.

2. Фазовые диаграммы при конечных температурах

В этом подразделе мы изучаем влияние обменного взаимодействия J_B , кристаллического поля Δ и числа слоев $N_A = N_B$ на магнитные свойства системы в отсутствие внешнего магнитного поля ($h = 0$).

Влияние обменного взаимодействия J_B

На рис. 3 и 4 представлены результаты поведения намагниченности m_A , m_B и M_T при изменении температуры для ряда значений $J_B/|J_A|$ (0.4, 1, 1.5, 2 и 2.3), при $J_{AB}/|J_A| = 0.3$, $\Delta/|J_A| = 0$ и $N_A = N_B = 5$.

На рис. 3а мы отмечаем: (i) для всех кривых характерно одно и то же значение насыщения 1.5; (ii) Для двух значений $J_B/|J_A|$ (0.4 и 1), мы наблюдаем, что величина критической температуры одна и та же, и что намагниченность m_A монотонно убывает от ее исходного значения 1.5 при повышении температуры системы от $T = 0$ вплоть до T_C , когда значение m_A обращается в нуль; (iii) для других значений $J_B/|J_A|$ (1.5, 2 и 2.3), мы видим, что критическая температура возрастает с увеличением $J_B/|J_A|$, а также то, что намагниченность m_A

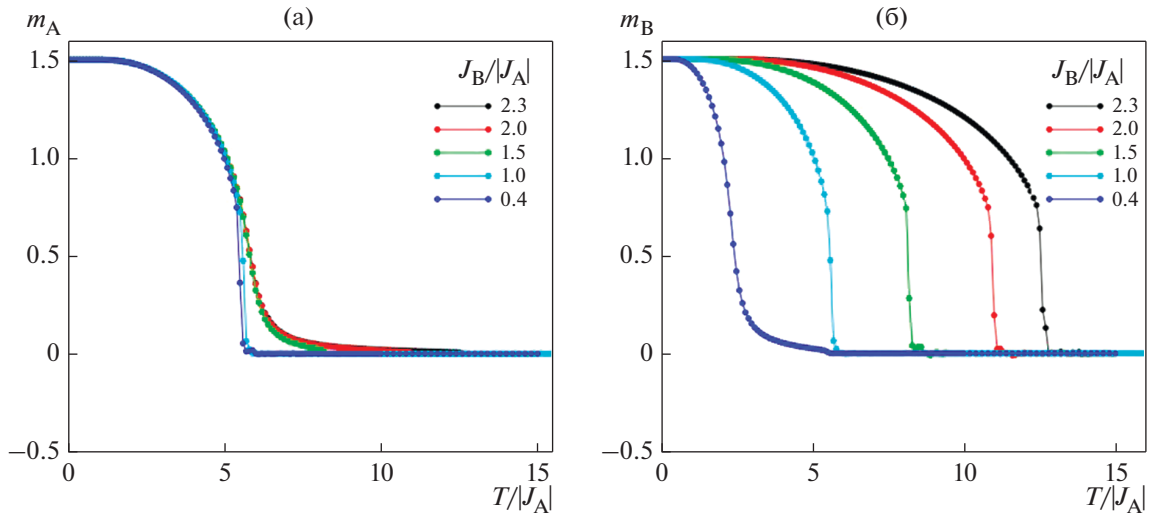


Рис. 3. Изменения с температурой намагниченностей m_A и m_B для $J_{AB}/|J_A| = 0.3$, $\Delta/|J_A| = 0$ и для ряда значений $J_B/|J_A|$.

асимптотически стремится к нулю при приближении к точке критической температуры.

Что касается критической температуры (T_{cr}), на рис. 3б мы отмечаем, что ее величина одинакова для двух значений $J_B/|J_A|$ (0.4 и 1), в то время как T_{cr} увеличивается с ростом значений $J_B/|J_A|$ (а именно, при 1.5, 2 и 2.3). Более того, мы видим, что намагниченность m_B убывает до нуля от значения своего насыщения 1.5. И наконец, мы отмечаем, что для $J_B/|J_A| = 0.4$ и вблизи критической температуры кривая m_B приобретает асимптотический характер (имеет вид асимптоты).

На рис. 4 показаны изменения с температурой суммарной намагниченности M_T для различных величин $J_B/|J_A|$, упомянутых выше. Как мы видим из рисунка, здесь представлены два типа кривых.

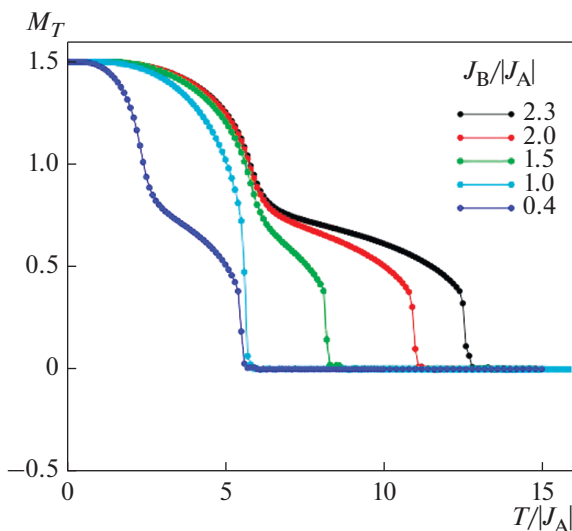


Рис. 4. Изменения с температурой суммарной намагниченности M_T для $J_{AB}/|J_A| = 0.3$, $\Delta/|J_A| = 0$ и для ряда значений $J_B/|J_A|$.

Первый тип характерен для всех кривых за исключением одной, для которой величина $J_B/|J_A|$ равна 1; она имеет ступенчатый характер, при этом суммарная намагниченность демонстрирует резкое снижение при промежуточных температурах, с последующим резким снижением в окрестности критической температуры. Второго типа появляется только при $J_B/|J_A| = 1$ и демонстрирует монотонное уменьшение M_T , сопровождаемое резким снижением вблизи критической температуры. Эти два типа именуются как S- и Q-тип соответственно, согласно классификации Нееля и Стречки [28, 29]. Эти типы были обнаружены в некоторых системах, таких как цилиндрическая Изинговская система спиновых узлов с $S = 1$ в форме нанопроволоки, в рамках теории эффективного поля [30], а также Изинговская ферромагнитная модель смешанных спинов 1/2 и 5/2, как в рамках приближения среднего поля, так и в рамках метода Монте-Карло [31].

После определения критических температур для различных $J_B/|J_A|$, мы построили приведенную на рис. 5 фазовую диаграмму в плоскости $(J_B/|J_A|, T_C/|J_A|)$, при $J_{AB}/|J_A| = 0.3$, $\Delta/|J_A| = 0$ и $N_A = N_B = 5$. Основываясь на этой диаграмме, мы можем сказать, что критическая температура остается неизменной и принимает постоянное значение ($T_C = 5.71$) для $J_B/|J_A| \leq 1$. Мы заключаем, что взаимодействие J_B не сказывается в этой области. В то же время для $J_B/|J_A| > 1$, увеличение $J_B/|J_A|$ сопровождается линейным ростом критической температуры T_C . Следует также отметить, что мы не обнаружили температуры компенсации. Эти результаты, полученные в отношении критической температуры, находят в качестве качественного согласия с результатами работ, проведенных с привлечением метода МК для изинговской ферромагнитной модели двухслойной сверхрешетки со

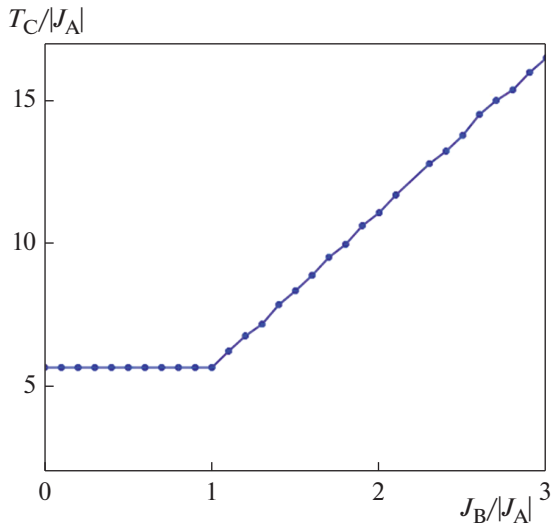


Рис. 5. Критическая температура как функция $J_B/|J_A|$ для $J_{AB}/|J_A| = 0.3$ и $\Delta/|J_A| = 0$.

смешанными спинами $1/2$ и 1 [14] и для наночастицы ядро-оболочка $(1/2, 3/2)$ [32]. Вместе с тем мы не согласны с выводами указанных работ относительно наличия температуры компенсации.

Влияние кристаллического поля Δ

На рис. 6 мы демонстрируем поведение намагниченности M_T как функции температуры для ряда значений кристаллического поля $\Delta/|J_A|$ при $J_B/|J_A| = J_{AB}/|J_A| = 1$ и $N_A = N_B = 5$. Отмечено, что в данном случае M_T может принимать значения либо m_A , либо m_B , поскольку мы полагаем $J_A = J_B = J_{AB}$. Из рис.6а для значений $\Delta/|J_A| = -8, -4, -1, 2$ и 7 следует, что намагниченность M_T уменьшается от своего значения насыщения 0.5 или 1.5 при $T = 0$ до тех пор, пока не достигнет T_C , и ис-

чезнет; для значений $\Delta/|J_A| = -8$ и -4 , кривые намагниченности берут начало от намагниченности насыщения (НН), равной 0.5 , тогда как для $\Delta/|J_A| = -1, 2$ и 7 , НН составляет 1.5 . Это соответствует результатам, которые мы уже нашли на фазовой диаграмме основного состояния. На рис.6б кривые M_T демонстрируют прерывистые скачки при низких температурах; для $\Delta/|J_A| = -3.9$, имеется единственный скачок от спинового состояния с $S = 1$ в спиновое состояние с $S = 1/2$; Тогда как для $\Delta/|J_A| = -3.7, -3.6$ и -3.5 , мы отмечаем появление двух скачков: первый – из спинового состояния с $S = 3/2$ в спиновое состояние с $S = 1$, и второй – из спинового состояния с $S = 1$ в спиновое состояние с $S = 1/2$.

Чтобы завершить обсуждение влияния кристаллического поля $\Delta/|J_A|$, мы приводим на рис. 7 диаграмму состояния в плоскости $(\Delta/|J_A|, T_C/|J_A|)$ при $J_{AB}/|J_A| = J_B/|J_A| = 1$ и $N_A = N_B = 5$. Эта диаграмма состояний свидетельствует о возможности существования трех упорядоченных фаз $O_{1/2}$ ($m_A = 1/2, m_B = 1/2$), O_1 ($m_A = 1, m_B = 1$) и $O_{3/2}$ ($m_A = 3/2, m_B = 3/2$), а также одной неупорядоченной фазы D ($m_A = 0, m_B = 0$), которая отделена от трех упорядоченных фаз линией перехода второго рода. Более того, в упорядоченной области есть две линии перехода первого рода при низких температурах. Первая линия начинается при $(\Delta/|J_A| = -4, T = 0)$ и обрывается вблизи изолированной критической конечной точки A_1 при температуре $T_1 = 0.066$, разделяя две упорядоченные фазы $O_{1/2}$ и O_1 , тогда как вторая линия начинается при $(\Delta/|J_A| = -3.75, T = 0)$ и заканчивается в критической конечной точке A_2 при температуре $T_2 = 0.043$, разделяя две упорядоченные фазы O_1 и $O_{3/2}$. Профиль этой фазовой диаграммы состояний наблюдали и в других работах [31, 33], особенно при изучении БК-модели со спинами $3/2$ методами ПСП

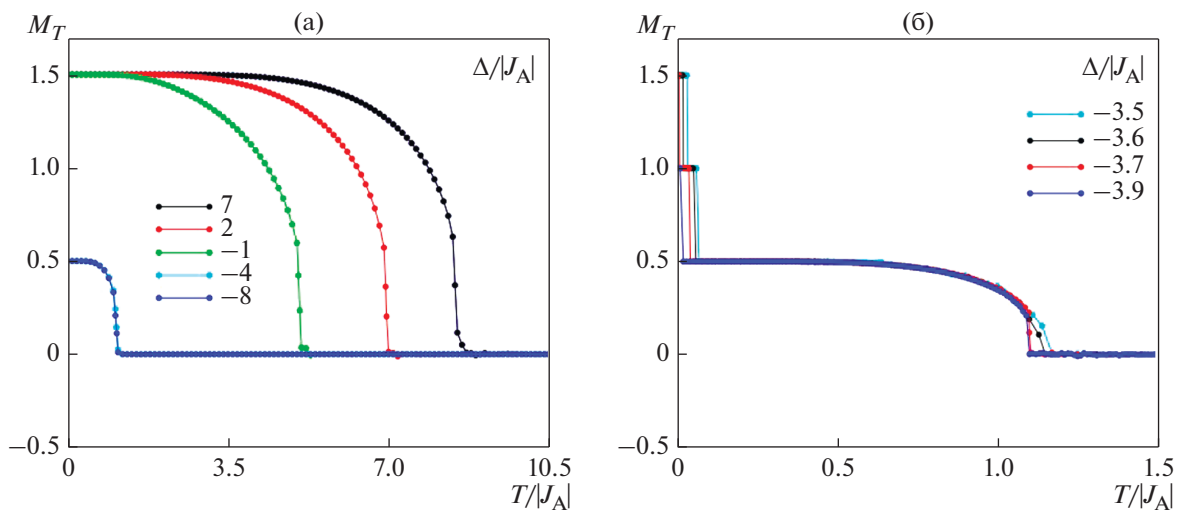


Рис. 6. Суммарная намагниченность M_T как функция температуры для отдельных значений $\Delta/|J_A|$ для $J_{AB}/|J_A| = J_B/|J_A| = 1$; (а) для $\Delta/|J_A| = -8, -4, -1, 2$ и 7 , и (б) для $\Delta/|J_A| = -3.9, -3.7, -3.6$ и -3.5 .

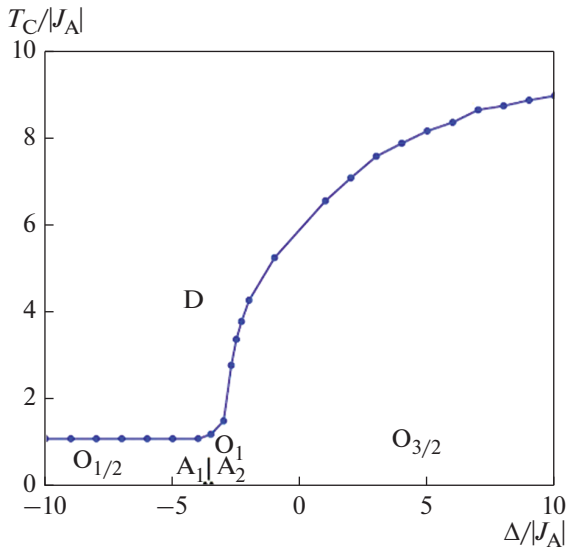


Рис. 7. Фазовая диаграмма многослойной системы Блюме–Капеля со спинами $3/2$ в плоскости $(\Delta/|J_A|, T_C/|J_A|)$ для $J_{AB}/|J_A| = J_B/|J_A| = 1$. A_1 и A_2 – две критические конечные точки.

и в анализе серии [34]. Последний метод исследования дает только одну линию перехода первого рода в упорядоченной области с завершением в критической конечной точке. Теперь, сравнивая нашу фазовую диаграмму с диаграммой, найденной в БК изинговской многослойной модели спинов 1 [35], становится ясно, что эта последняя диаграмма характеризуется линией перехода (порядок–беспорядок) второго рода, начинающейся с $T = 0$ К, в отличие от нас.

Влияние числа слоев $N_A = N_B$

Для изучения влияния размера блоков $N_A = N_B$ на намагниченность m_A , m_B и M_T , мы построили

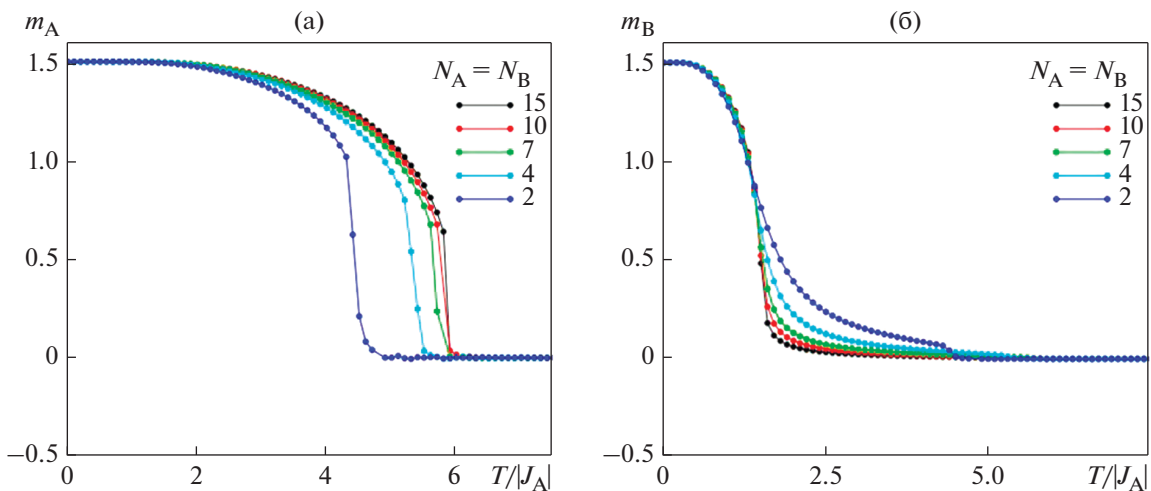


Рис. 8. Поведение намагниченностей m_A и m_B с температурой для различных значений $N_A = N_B$ и для $J_{AB}/|J_A| = 0.3$, $J_B/|J_A| = 0.25$ и $\Delta/|J_A| = 0$.

температурные зависимости этих величин на рис. 8 и 9 для $J_{AB}/|J_A| = 0.3$, $J_B/|J_A| = 0.25$, $\Delta/|J_A| = 0$ и для некоторых значений $N_A = N_B$ (2, 4, 7, 10 и 15).

Из рис. 8 видно, что для всех выбранных значений $N_A = N_B$ графики намагниченности m_A и m_B берут начала от намагниченности насыщения 1.5 при $T = 0$ и монотонно убывают до нуля при критической температуре T_C . Различие между намагниченностями m_A и m_B состоит в том, что вблизи T_C m_B стремится к нулю асимптотически.

Изменение полной намагниченности M_T с температурой представлено на рис. 9. Очевидно, что при всех выбранных значениях $N_A = N_B$ полная намагниченность M_T падает с температурой от своего значения насыщения 1.5 при $T = 0$ до тех пор, пока не исчезнет при T_C . Добавим, что все рассмотренные намагниченности представляют собой S-тип в соответствии с теорией Нееля [28, 29].

На рис. 10 мы представляем соотношение между размером блоков $N_A = N_B$ и критической температурой T_C для $J_{AB}/|J_A| = 0.3$, $J_B/|J_A| = 0.25$ и $\Delta/|J_A| = 0$. Как можно видеть из рисунка, когда размер возрастает от 1 до 7, критическая температура также увеличивается. Тогда как размер превышает величину 7, критическая температура становится постоянной, которая означает, что термодинамический предел достигнут. Это поведение аналогично тому, что наблюдали на кривой температуры фазового перехода как функции толщины системы N в БК модели для многослойной системы со спинами 1 [35].

3. Поведение петель гистерезиса

Теперь мы остановимся на изучении влияния обменного взаимодействия J_B , температуры T и кристаллического поля на вид петель гистерезиса

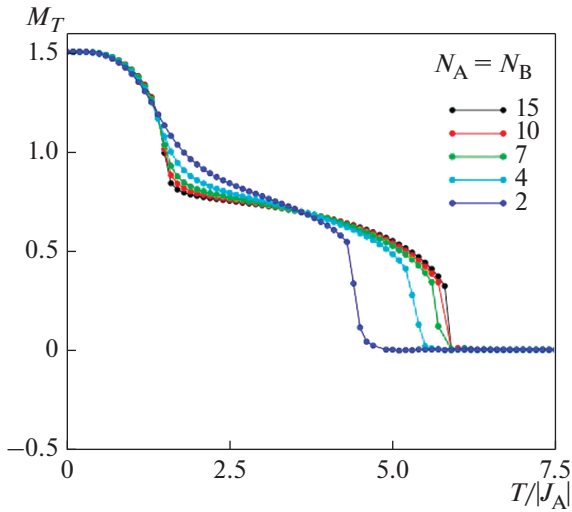


Рис. 9. Поведение намагниченности M_T с температурой для различных значений $N_A = N_B$ для $J_{AB}/|J_A| = 0.3$, $J_B/|J_A| = 0.25$ и $\Delta/|J_A| = 0$.

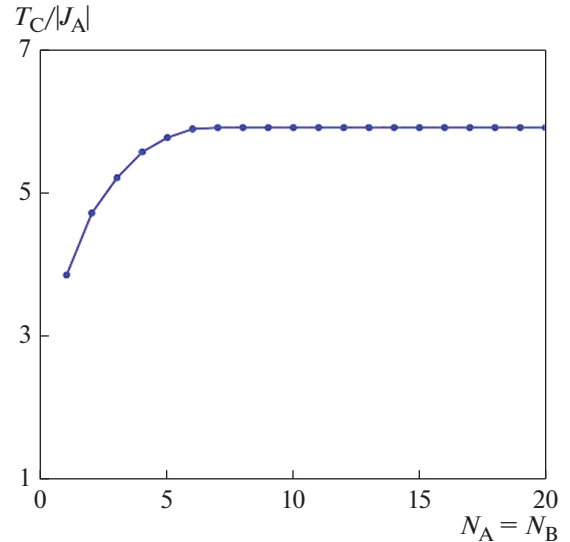


Рис. 10. Критическая температура T_C как функция числа слоев для $J_{AB}/|J_A| = 0.3$, $J_B/|J_A| = 0.25$ и $\Delta/|J_A| = 0$.

модельной БК многослойной системы со спинами $3/2$.

Сначала начнем с обсуждения рис. 11, с обнаружения влияния обменного взаимодействия J_B на вид петель гистерезиса для $J_{AB}/|J_A| = 0.3$, $\Delta/|J_A| = 0$ и $T/|J_A| = 0.5$. Как можно видеть здесь, все кривые представляют одиночную центральную петлю; различие состоит в наличии двух ступенек в обоих случаях $J_B/|J_A| = 0.2$ (рис. 11а) и 0.5 (рис. 11б), и в исчезновении этих двух ступенек при $J_B/|J_A| = 0.9$ (рис. 11в). Более того, видно, что петля становится больше с увеличением J_B . Для сравнения, данные результаты находятся в хорошем согласии с результатами, полученными в [9, 36].

На рис. 12 показано влияние температуры на гистерезисное поведение системы для $J_{AB}/|J_A| = 0.3$, $J_B/|J_A| = 0.25$ и $\Delta/|J_A| = 0$. Первое, мы отмечаем, что имеется только одна петля гистерезиса с двумя ступенями для $T/|J_A| = 0.5$ (рис. 12а). Далее мы наблюдаем исчезновение этих двух ступенек с повышением температуры, причем, по мере

приближения температуры к критическому значению, петля гистерезиса становится все уже (рис. 12б, 12в). Наконец, для высоких температур ($T > T_C$) видно, что происходит исчезновение петли гистерезиса как раз при $T/|J_A| = 7$ (рис. 12г). Результаты, приведенные здесь, вполне согласуются с результатами, полученными в [30, 37], и в частности, с результатами по обсчету двухслойной изинговской модели системы со спинами $1 [9]$.

Последнее, мы описываем гистерезисное поведение как функцию кристаллического поля Δ на рис. 13 для фиксированных значений $J_{AB}/|J_A| = 0.3$, $J_B/|J_A| = 0.05$ и $T/|J_A| = 0.5$. Из рисунка мы отмечаем появление трех петель гистерезиса для больших отрицательных значений кристаллического поля, таких как $\Delta/|J_A| = -2.8$ (рис. 13а); эта тройная петля сформировалась в результате деформации центральной петли и двух симметричных петель, чья площадь мала в сравнении с площадью центральной петли. Когда величина кристаллического поля возрастает, тройная

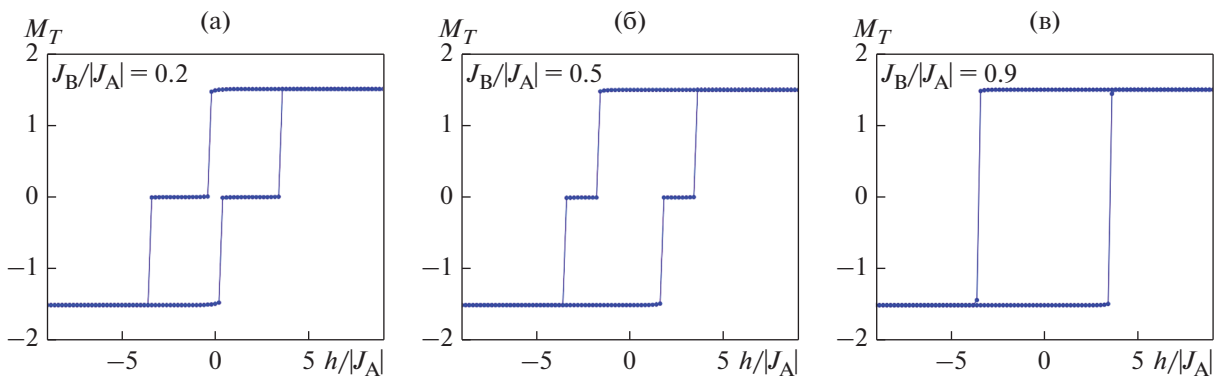


Рис. 11. Влияние обменного взаимодействия J_B на петли гистерезиса для $J_{AB}/|J_A| = 0.3$, $\Delta/|J_A| = 0$ и $T/|J_A| = 0.5$.

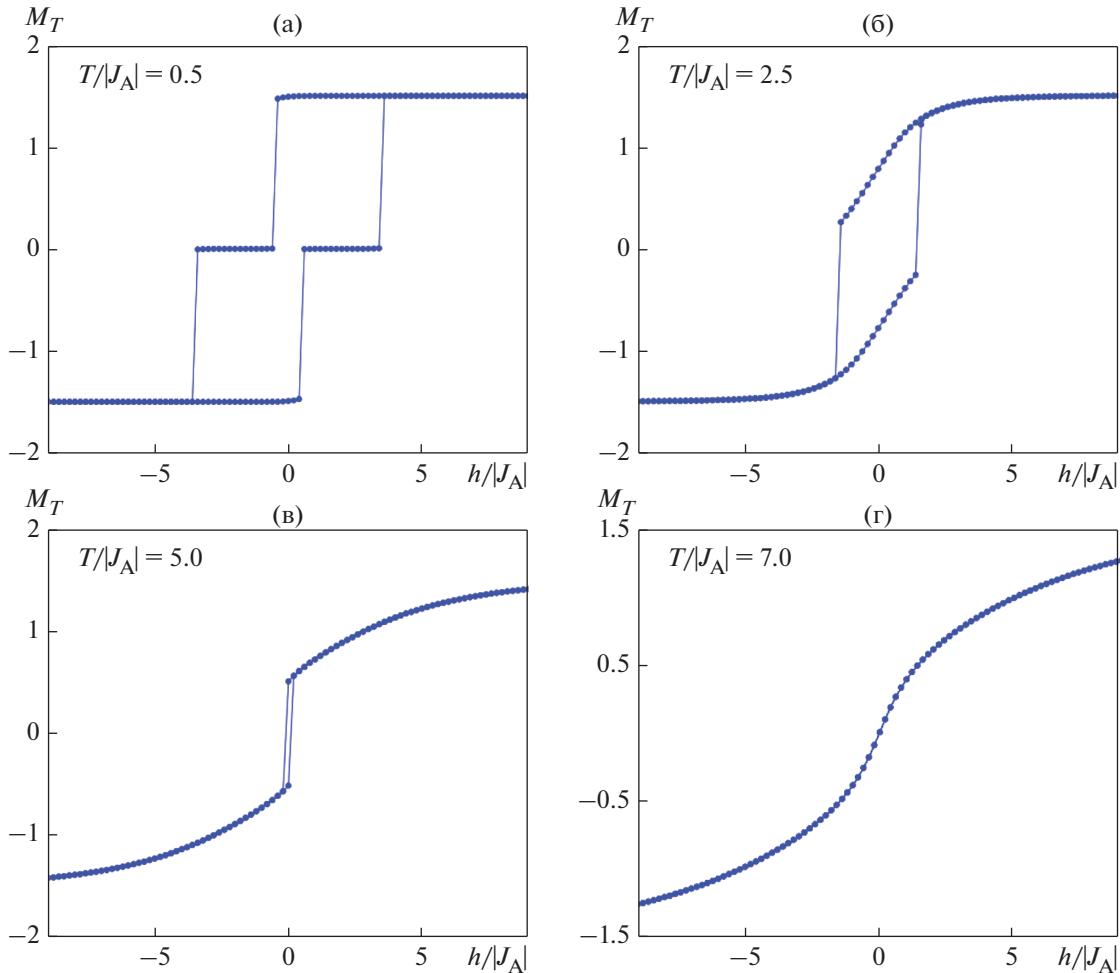


Рис. 12. Влияние температуры на петли гистерезиса для $J_{AB}/|J_A| = 0.3$, $J_B/|J_A| = 0.25$ и $\Delta/|J_A| = 0$.

петля превращается в одиночную для $\Delta/|J_A| = -2$ (рис. 13б). Для $\Delta/|J_A| \geq 0$ мы видим существование единственной петли с двумя ступеньками для $\Delta/|J_A| = 0$ (рис. 13в) и 1.5 (рис. 13г). Имеются и другие работы, в которых зафиксировано подобное поведение с тремя петлями, когда кристаллическое поле уменьшается вплоть до отрицательных значений, как, например, в работах [38, 39].

Также отмечено, что такое поведение множественных петель гистерезиса имеет место, когда система описывается Гамильтонианом, определяемым (1). Мы можем сказать, что указанное явление обусловлено конкуренцией между влиянием температуры, обменного взаимодействия, кристаллического поля и внешнего магнитного поля [39, 40].

Замечательно, что все эти предварительные результаты продемонстрировали, что многослойная система со спинами $3/2$ характеризуется богатством физических свойств. Среди этих свойств мы находим разнообразие типов намагниченностей подрешеток, являющееся результатом термических флуктуаций связанных слоев. Подоб-

ные типы намагниченностей встречаются и в модельной Изинговой системе смешанных спинов $(1/2, 1)$ на двухслойной решетке Бете [41]. Добавим, что под действием кристаллического поля возможен переход первого рода, что свидетельствует о его важной роли. Представленные результаты похожи на те, что были получены при изучении гексагональной изинговской нанопроволоки, построенной из чередующихся слоев со смешанными спинами $(1, 3/2)$ [42]. И наконец, последнее из достойных упоминания свойств — это поведение нескольких петель гистерезиса; что позволяет рассмотреть системы находить практическое применение во многих технологиях, таких, например, как технологии многоуровневой памяти [43].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя методы моделирования Монте-Карло, мы изучили магнитные свойства, фазовые диаграммы и петли гистерезиса ферромагнитной многослойной системы Блюма–Капеля из двух блоков (A) и (B) со спинами $S = 3/2$, образован-

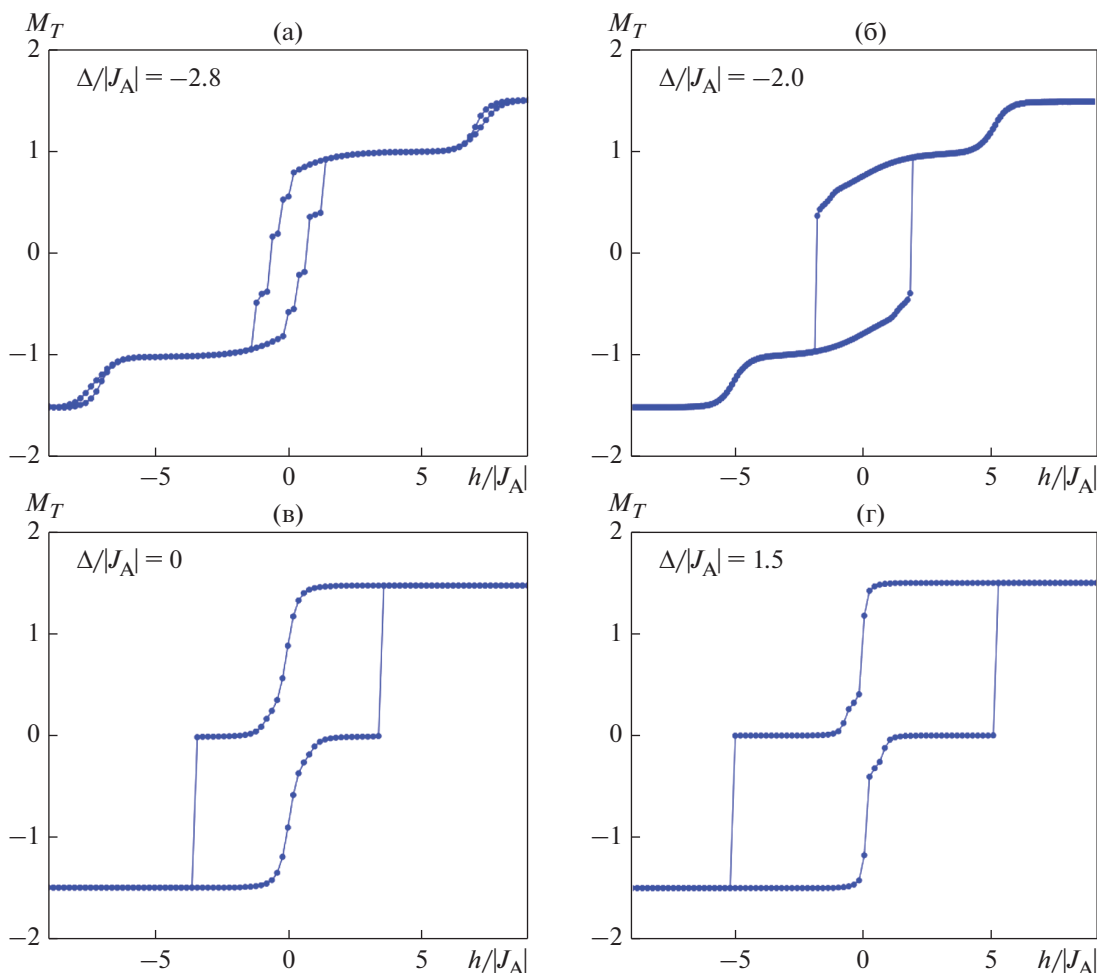


Рис. 13. Влияние кристаллического поля Δ на петли гистерезиса для $J_{AB}/|J_A| = 0.3$, $J_B/|J_A| = 0.05$ и $T/|J_A| = 0.5$.

ных числом N_A и N_B слоев для $N_A = N_B$. Первое, мы графически построили фазовые диаграммы основного состояния в двух плоскостях $(\Delta/|J_A|, J_{AB}/|J_A|)$ и $(\Delta/|J_A|, J_B/|J_A|)$. Затем мы исследовали температурные флуктуации спинов в указанных блоках и их суммарные намагниченности как функции величин обменного взаимодействия J_B , кристаллического поля Δ и числа слоев для $N_A = N_B$. Мы сделали вывод, что рассмотренная система демонстрирует два типа кривых намагничивания, а именно, S- и Q-типа в соответствии с классификацией Нееля. Также показана возможность реализации в этой системе фазовых переходов второго рода в дополнение к двум линиям перехода первого рода при низких температурах. Что касается влияния числа слоев в системе, показано, что критическая температура растет до значения насыщения при $N_A = N_B \geq 7$. Более того, следует отметить, что мы не обнаружили существования температуры компенсации. Наконец, мы изучили зависимость петель гистерезиса от параметров обменного взаимодействия, кристаллического поля и температуры. В зависимости от значений этих вза-

имодельствий, в система может показывать одну или три петли гистерезиса. Полученные нами результаты согласуются с результатами, полученными в других работах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McGahan W.A., Woollam J.A. Magneto-optics of multilayer systems // Appl. Phys. Commun. 1989. V. 9. № 1.
2. Kohlhepp J., den Broeder F.J.A. Magnetic coupling in sputtered Fe/Si-type multilayers // J. Magn. Magn. Mater. 1996. V. 156. P. 261.
3. Pizzini S., Fontaine A., Dartyge E., Giorgetti C., Baudalet F., Kappler J.P., Boher P., Giron F. Magnetic circular X-ray dichroism measurements of Fe-Co alloys and Fe/Co multilayers // Phys. Rev. B. 1994. P. 3779.
4. Gijis M.A.M., Lenczowski S.K.J., Giesbers J.B. Perpendicular giant magnetoresistance of microstructured Fe/Cr magnetic multilayers from 4.2 to 300 K // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 3343.
5. den Broeder F.J.A., Donkersloot H.C., Draaisma H.J.G., de Jonge W.J.M. Magnetic properties structure of Pd/Co and Pd/Fe multilayers // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. P. 4317.
6. Corrêa M.A., Bohn F., Chesman C., da Silva R.B., A. Viegas D.C., Sommer R.L. Tailoring the magneto-

- impedance effect of NiFe/Ag multilayer // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. V. 43. P. 295004.
7. *Masrour R., Hamedoun M., Benyoussef A., Lassri H.* Experiment and Theoretical Study of Critical Behavior in Magnetic Multilayers // *J. Supercond. Nov. Magn.* 2012. V. 25. P. 1979.
 8. *Abid M., Ouahmane H., Lassri H., Khmou A., Krishnan R.* Magnetic properties of Ni/V multilayers // *J. Magn. Mater.* 1999. V. 202. P. 335.
 9. *Kantar E., Ertas M.* Magnetic hysteresis and compensation behaviors in spin-1 bilayer Ising model. *Solid State Commun.* 2014. V. 188. P. 71.
 10. *Kaneyoshi T.* Phase Transition in a Spin-1/2 and Spin-1 Ising Bilayer Film with Non-magnetic Inter-layers // *J. Supercond. Nov. Magn.* 2018. V. 31. P. 3331.
 11. *Moschel A., Usadel K.D., Hucht A.* Magnetization of ferromagnetic-antiferromagnetic double layers // *Phys. Rev. B.* 1993. V. 47. P. 8676.
 12. *Tahiri N., Ez-Zahraouy H., Benyoussef A.* Multilayer transition in a spin 3/2 Blume–Capel model with RKKY interaction *Physica A.* 2009. V. 388. P. 3426.
 13. *Keskin M., Ertas M.* Frequency-dependent dynamic magnetic properties of the Ising bilayer system consisting of spin-3/2 and spin-5/2 spins // *Physica A.* 2018. V. 496. P. 79.
 14. *Wang W., Xue F., Wang M.* Compensation behavior and magnetic properties of a ferrimagnetic mixed-spin (1/2, 1) Ising double layer superlattice // *Physica.* 2017. B. V. 515. P. 104.
 15. *Blume M.* Theory of the First-Order Magnetic Phase Change in UO_2 // *Phys. Rev.* 1966. V. 141. P. 517.
 16. *Capel H.W.* On the possibility of first-order phase transitions in Ising systems of triplet ions with zero-field // *Physica.* 1966. V. 32. P. 966.
 17. *Sivardière J., Blume M.* Dipolar. Quadrupolar Ordering in $S = 3/2$ Ising Systems // *Phys. Rev. B.* 1972. V. 5. P. 1126.
 18. *Krinsky S., Mukamel D.* Spin 3/2 Ising model for tricritical points in ternary fluid mixtures, *Phys. Rev. B.* 1975. V. 11. P. 399.
 19. *Bakchich A., El Bouziani M.* Surface phase transitions of the three-dimensional semi-infinite spin-3/2 Blume–Emery–Griffiths model // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 62. P. 3389.
 20. *Sá Barreto F.C., De Alcantara Bonfim O.F.* Phase transitions in the spin-3/2 BEG model // *Physica A.* 1991. V. 172. P. 378.
 21. *Bekhechi S., Benyoussef A.* Multicritical behavior of the antiferromagnetic spin-3/2 Blume–Capel model: Finite-size-scaling and Monte Carlo studies // *Phys. Rev. B.* 1997. V. 56. P. 13954.
 22. *Kaneyoshi T., Jašćur M.* Theory and phase diagram of a spin-3/2 BEG model // *Phys. Lett. A.* 1993. V. 177. P. 172.
 23. *Bakchich A., El Bouziani M.* Position-space renormalization-group investigation of the spin-3/2 Blume–Emery–Griffiths model with repulsive biquadratic coupling // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2001. V. 13. P. 91.
 24. *Tahiri N., Ez-Zahraouy H., Benyoussef A.* The Effect of Quantum Transverse Anisotropy on Multilayer Transitions in a Spin-3/2 Blume–Capel Model with RKKY Interaction // *J. Supercond. Nov. Magn.* 2013. V. 26. P. 3143.
 25. *Kassan-Ogly F.A., Proshkin A.I.* Ising Model on Planar Decorated Lattices. Frustrations and Their Influence on Phase Transitions // *Phys. Metals Metallogr.* 2019. V. 120. P. 1359.
 26. *Metropolis N., Rosenbluth A.W., Rosenbluth M.N., Teller A.H., Teller E.* Equation of State Calculations by Fast Computing Machines // *J. Chem. Phys.* 1953. V. 21. P. 1087.
 27. *Ayache L., Bahmad L., Benyoussef A., Ez-Zahraouy H.* Magnetic properties and phase diagrams of a bilayer spin-3/2 Ising model // *Mor. J. Condens. Matter.* 2010. V. 12. P. 34.
 28. *Néel L.* Propriétés Magnétiques des Ferrites; Ferrimagnétisme et Antiferromagnétisme // *Ann. Phys.* 1948. V. 12. P. 137.
 29. *Strečka J.* Exact results of a mixed spin-1/2 and spin-S Ising model on a bathroom tile (4-8) lattice: Effect of uniaxial single-ion anisotropy // *Physica A.* 2006. V. 360. P. 379.
 30. *Kocakaplan Y., Kantar E., Keskin M.* Hysteresis loops and compensation behavior of cylindrical transverse spin-1 Ising nanowire with the crystal field within effective-field theory based on a probability distribution technique // *Eur. Phys. J. B.* 2013. V. 86. P. 420.
 31. *Hachem N., Alehyane M., Lafhal A., Zahir H., Madani M., Alrajhi A., El Bouziani M.* Phase Diagrams of the Ferrimagnetic Mixed Spin-1/2 and Spin-5/2 Ising Model under a Longitudinal Magnetic Field // *Phys. Scr.* 2019. V. 94. P. 025804(2).
 32. *Dakir O., El Kenz A., Benyoussef A.* Magnetic properties of core-shell (1/2-3/2) nanoparticle: Monte Carlo Simulation // *Physica A.* 2015. V. 426. P. 45.
 33. *Bahmad L., Benayad M.R., Benyoussef A., El Kenz A.* The Effect of a Random Crystal-Field on the Mixed Ising Spins (1/2, 3/2) // *Acta Phys. Pol. A.* 2011. V. 119. P. 740.
 34. *Butera P., Pernici M.* The Blume–Capel model for spins $S = 1$ and $3/2$ in dimensions $d = 2$ and 3 // *Physica A.* 2018. V. 507. P. 22.
 35. *Tahiri N., Ez-Zahraouy H., Benyoussef A.* Multilayer transition in a spin-1 Blume–Capel model with RKKY interaction and quantum transverse anisotropy // *Chin. Phys. B.* 2011. V. 20. P. 017501.
 36. *Drissi L.B., Zriouel S., Bahmad L.* Surface effects and discontinuity behavior in nano-systems composed of Prussian blue analogues // *Physica A.* 2018. V. 496. P. 663.
 37. *Alrajhi A., Madani M., Hachem N., El Bouziani M.* Phase diagrams and hysteresis behaviors of a ferrimagnetic mixed spins $S = 1/2$ and $S = 1$ Ising nanowire // *Inter. J. Mod. Phys. B.* 2018. V. 32. P. 1850289.
 38. *Kantar E.* Bilayer Ising system designed with half-integer spins: Magnetic hysteresis, compensation behaviors and phase diagrams // *Mod. Phys. Lett. B.* 2016. V. 30. P. 1650295.
 39. *Wang W., Liu Y., Gao Z.Y., Zhao X.R., Yang Y., Yang S.* Compensation behaviors and magnetic properties in a cylindrical ferrimagnetic nanotube with core-shell structure: A Monte Carlo study // *Physica E.* 2018. V. 101. P. 110.
 40. *Lv D., Wang F., Liu R.J., Xue Q., Li S.* Monte Carlo study of magnetic and thermodynamic properties of a ferrimagnetic mixed-spin (1, 3/2) Ising nanowire with hexagonal core-shell structure // *J. Alloys Compd.* 2017. V. 701. P. 935.
 41. *Kplé J., Avoisevou G.Y.H., Hontinfinde F.* The mixed spin-1/2 and spin-1 Ising system on a two-layer Bethe lattice // *Centr. Eur. J. Phys.* 2013. V. 11. P. 1567.
 42. *Feraoun A., Zaim A., Kerouad M.* Monte Carlo Study of the Phase Diagrams of a Ferrimagnetic Nanowire with Alternate Layers // *J. Supercond. Nov. Magn.* 2016. V. 29. P. 971.
 43. *Jiang W., Lo V.C., Bai B.D., Yang J.* Magnetic hysteresis loops in molecular-based magnetic materials $\text{AFe}^{\text{II}}\text{Fe}^{\text{III}}(\text{C}_2\text{O}_4)_3$ // *Physica A.* 2010 V. 389. P. 2227.