

## Топологические дефекты и процессы намагничивания для треугольной решетки изинговских частиц с антиферромагнитным взаимодействием

Б. А. Иванов<sup>\*1)</sup>, В. Е. Киреев

Институт магнетизма НАН Украины, 03142 Киев, Украина

<sup>\*</sup>Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, Киев, Украина

Поступила в редакцию 21 сентября 2009 г.

После переработки 5 ноября 2009 г.

Для фрустрированной треугольной решетки изинговских магнитных моментов с антиферромагнитным взаимодействием, находящейся в состоянии с двумя подрешетками, найден новый тип топологических дефектов, энергия которых равна нулю в приближении взаимодействия только ближайших соседей. Эти дефекты имеют ненулевой магнитный момент, и намагничивание в малом поле происходит через образование системы таких дефектов. Эти закономерности справедливы для двумерной сверхструктуры, треугольной решетки однодоменных магнитных частиц с перпендикулярной анизотропией и дипольной связью.

PACS: 75.10.Nk, 75.50.Tt

Последние годы в физике магнетизма широко исследуются двумерные (2D) массивы магнитных субмикронных частиц, которые представляют собой специфические материалы с весьма регулярной решеточной структурой и дальнедействующим дипольным взаимодействием магнитных моментов [1, 2]. Это взаимодействие не мало, и для квадратной решетки оно приводит к достаточно простой шахматной антиферромагнитной (АФМ) ориентации магнитных моментов [3]. Однако в экспериментах часто используют также плотно-упакованные треугольные решетки частиц. В частности, такие решетки частиц цилиндрической формы, сильно вытянутых в направлении, перпендикулярном плоскости массива, естественно получают при приготовлении массива методом контролируемой самоорганизации [4]. Магнитные моменты частиц направлены параллельно ее оси, и свойства таких систем можно описать в рамках 2D модели Изинга, причем дипольное взаимодействие ближайших соседей должно приводить к АФМ структурам. Треугольная решетка с АФМ взаимодействием моментов является типичным примером фрустрированных АФМ, см. [5]. Эта задача интересна также и для описания массивов квантовых точек или джозефсоновских контактов [6]. Таким образом, исследование 2D модели Изинга с треугольной решеткой и АФМ взаимодействием представляет интерес как для исследования перспективных материалов на-

нофизики магнетиков, так и для развития фундаментальных проблем термодинамики. Для дипольно связанных систем магнитных частиц взаимодействием последующих соседей пренебрегать нельзя. Поэтому важен вопрос о роли взаимодействия следующих соседей.

При учете только взаимодействия ближайших соседей термодинамические свойства спиновой 2D модели Изинга с треугольной решеткой весьма нетривиальны [5]. В частности, в этом приближении магнитное упорядочение отсутствует при любой конечной температуре  $T \neq 0$  [7]. В принципе, такое поведение можно объяснить на основе солитонного описания фазового перехода, в соответствии с которым при температуре перехода  $T_c$  обращается в нуль энергия (точнее, свободная энергия) некоторого линейного топологического дефекта, разрушающего дальний порядок, в результате чего в системе при  $T > T_c$  возникает конечная плотность таких дефектов, см. подробнее работу Коршунова [8].

Для массивов магнитных частиц в однодоменном состоянии с типичным объемом, большим, чем  $10^4$  нм<sup>3</sup>, тепловые флуктуации отдельного момента считаются несущественными [3]. Но в этом случае возможны переходы под действием внешнего магнитного поля, для которых важно наличие топологических дефектов с достаточно малой энергией и ненулевой намагниченностью. В настоящей работе проведен анализ таких дефектов для 2D модели Изинга с треугольной решеткой и АФМ взаимодействием

<sup>1)</sup>e-mail: bivanov@i.com.ua

ем и обсуждается их роль в процессах намагничивания.

Будем считать, что магнитные частицы образуют бесконечную треугольную решетку в плоскости  $xy$ , и их магнитные моменты  $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{r})$  принимают значения  $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{r}) = \sigma(\mathbf{r})\mu_0\mathbf{e}_z$ ,  $\sigma(\mathbf{r}) = \pm 1$ , т.е. моменты  $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{r})$  направлены вверх или вниз по отношению к плоскости массива. Расстояние между ближайшими частицами равно  $a$ . Состояние системы будем описывать гамильтонианом

$$W = \sum_{\mathbf{r}} \left[ \frac{1}{2} \sum_{\delta_n} J_n \sigma(\mathbf{r}) \sigma(\mathbf{r} + \delta_n) - \mu_0 H_z \sigma(\mathbf{r}) \right], \quad (1)$$

где суммирование распространяется по всем парам узлов решетки, величины констант взаимодействия для различных пар частиц зависят от расстояния между частицами,  $J_n \equiv J(|\delta_n|)$ . Как мы увидим ниже, удобно выделить координационные оболочки в форме правильных шестиугольников, содержащие 6, 12, 18 и т.д. частиц, как показано на рис.1. В эти обо-

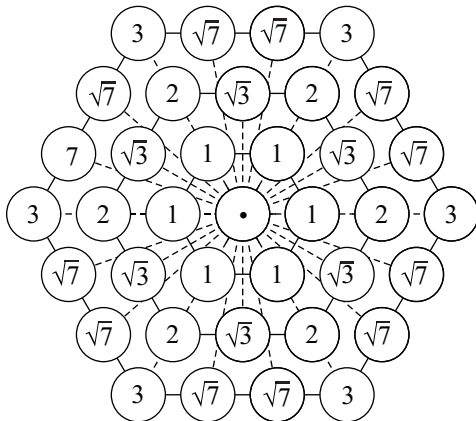


Рис.1. Конфигурации шестиугольных оболочек (первые три), частицы представлены кружками, число в кружке обозначает расстояние до центральной частицы, связи обозначены тонкими штриховыми линиями

лочки входят частицы, расстояния которых от центрального узла не одинаковы, но различаются незначительно. Эти частицы относятся к различным координационным окружностям,  $n$ -й окружности соответствуют набор векторов  $|\delta_n| = \delta_n$  и константа взаимодействия  $J_n$ . Для простоты константы взаимодействия будем индексировать значениями  $\delta_n/a$ , например, для второй оболочки обозначим их как  $J_{\sqrt{3}}$  и  $J_2$ . Для дальнегодействующего диполь-дипольного взаимодействия константы равны  $J_n = \mu_0^2/\delta_n^3$ . В этом случае константы, отвечающие взаимодействию последующих соседей, можно считать малыми, но их учет важен из-за вырождения в задаче со взаимодей-

ствием только ближайших соседей. Исследование эффектов дальнегодействия выходит за рамки настоящей работы, и мы будем учитывать только взаимодействие частиц внутри конечного числа оболочек.

В отсутствии магнитного поля как для модели (1) в приближении нескольких соседей, так и для дальнегодействующего диполь-дипольного взаимодействия может реализоваться простое АФМ упорядочение с двумя подрешетками [9], см. рис.2. В системе мо-

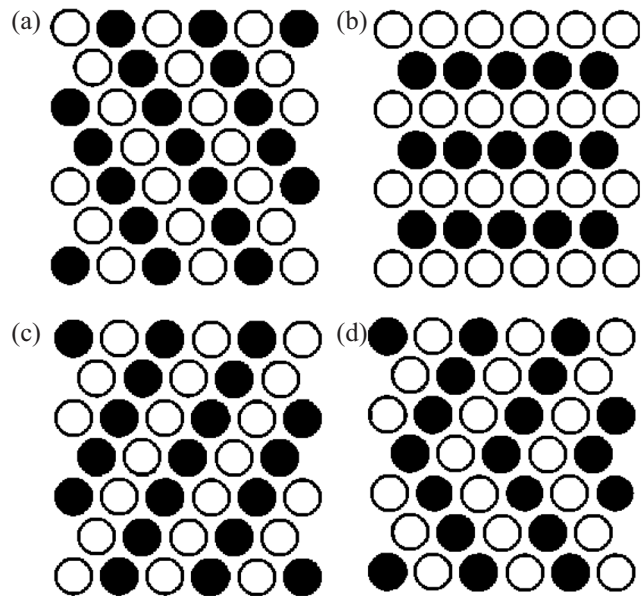


Рис.2. Однородные состояния типа 4-2, дающие минимум энергии модели (1), (a)–(c); (d) – дефект типа двойниковой границы, разделяющей состояния типа (a) и (c). Здесь и на рисунках ниже светлые и черные кружки обозначают частицы с моментами вверх и вниз, соответственно

жет реализоваться несколько таких АФМ состояний, различных, но полностью эквивалентных энергетически. Три из них изображены на рис.2, а еще три получаются из них заменой знака магнитных моментов на всех узлах. Далее мы будем кратко описывать состояние на узле, отмечая число соседей с выгодной и невыгодной ориентациями, т.е. указанное состояние будем называть состоянием типа 4-2. Оптимальное состояние типа 4-2 отвечает минимальной энергии среди всех состояний системы с простым периодическим распределением моментов. Оно не является минимальным, так как из шести ближайших соседей каждого момента только четыре имеют знак, противоположный знаку этого момента, а остальные два ориентированы параллельно, что невыгодно для АФМ взаимодействия. Необходимость отклонения от

минимальной структуры узла 6-0 есть типичное проявление фрустрации в системе.

Эта простая структура разрушается, если в системе присутствуют линейные дефекты типа двойниковых границ, разделяющих различные указанные состояния, изображенные на рис.2d, см. например, статью [8] и литературу в ней. Легко видеть, что при образовании таких дефектов соотношение 4-2 не нарушается, и в приближении взаимодействия ближайших соседей их энергия равна нулю. При учете взаимодействия частиц следующих оболочек энергия дефекта типа двойниковой границы конечна [8] и определяется формулой

$$E = 2(J_{\sqrt{3}} - 2J_2) + (4J_{\sqrt{7}}) - 8(J_{\sqrt{12}} + J_{\sqrt{13}} - J_4) + 4(J_{\sqrt{19}} + 2J_{\sqrt{21}}) + 6(J_{\sqrt{27}} - 4J_{\sqrt{28}} + 2J_{\sqrt{31}} - 2J_6). \quad (2)$$

Здесь и далее энергия дается в расчете на один узел, и мы приводим результат вычислений с учетом взаимодействия первых шести оболочек. Для удобства вклады различных оболочек сгруппированы вместе и выделены скобками. Обратим внимание на то, что зачастую вклады различных координационных окружностей, входящих в одну оболочку, частично компенсируют друг друга. Поэтому энергия такого дефекта меньше, чем можно ожидать из простой оценки характера убывания константы взаимодействия с расстоянием. Для такой системы известен еще один линейный дефект типа доменной стенки, разделяющей магнитные домены, получающиеся из одного и того же однородного состояния заменой знака магнитных моментов всех частиц [8]. В этой стенке для всех моментов выполняется оптимальное соотношение 4-2, и это свойство сохраняется и при изгибе стенки. Легко видеть, что такую стенку можно представить как комбинацию двух двойниковых границ того типа, что представлен на рис.d. Фактически, учет этих двух типов стенок, а также двумерных сетей, составленных из них, позволяет описать характер фазового перехода по температуре в нулевом магнитном поле, см. работу Коршунова [8].

Для 2D модели Изинга с АФМ взаимодействием ближайших соседей мы построили другой тип протяженных топологических дефектов с нулевой энергией в приближении ближайших соседей, но имеющих ненулевую намагниченность. Этой стенке отвечает добавочная зигзагообразная линия частиц (линия дефекта) с магнитными моментами, ориентированная так же, как их соседи, см. рис.3. При описании в терминах стандартного параметра порядка АФМ, вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{L} = \mu_1 - \mu_2$ , где  $\mu_1$  и  $\mu_2$  -

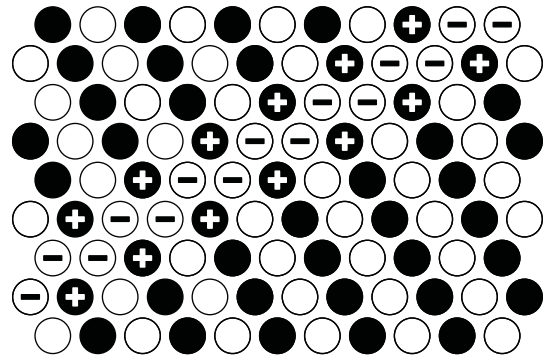


Рис.3. Структура линейного топологического дефекта типа намагниченной доменной стенки, имеющего нулевую энергию в приближении ближайших соседей. Здесь и ниже знаками плюс и минус отмечены те частицы, для которых конфигурация соседей отличается от оптимального типа 4-2, см. пояснения в тексте

магнитные моменты в разных подрешетках, по обе стороны от этой стенки значения  $\mathbf{L}$  отличаются знаком.

Линии дефектов могут быть расположены перпендикулярно одному из векторов элементарной трансляции. Частицы, непосредственно входящие в линию дефекта, имеют невыгодную конфигурацию типа 3-3, их присутствие приводит к проигрышу в энергии (на рисунке они отмечены знаком минус). Однако легко видеть, что с ними соседствуют частицы (с магнитным моментом вниз) имеющие конфигурацию 5-1, более выгодную, чем стандартная конфигурация 4-2, эти частицы на рисунке отмечены знаком плюс. Числа таких аномальных состояний (точнее, их плотность вдоль линии дефекта) совпадают, и в приближении ближайших соседей создание такой стенки не ведет к проигрышу в энергии системы. При учете взаимодействия шести оболочек энергия стенки описывается формулой

$$E = 2(3J_{\sqrt{3}} - 4J_2) + (4J_{\sqrt{7}}) - 4(3J_{\sqrt{12}} - 5J_{\sqrt{13}} + 4J_4) + (12J_{\sqrt{21}}) + 2(9J_{\sqrt{27}} - 20J_{\sqrt{28}} + 14J_{\sqrt{31}} - 12J_6). \quad (3)$$

Интересно отметить, что если пренебречь различием констант в пределах одной оболочки, энергии этой доменной стенки и рассмотренной выше двойниковой границы совпадают. При последовательном учете дальнедействующего магнитного дипольного взаимодействия энергия этой стенки положительна, но достаточно мала. Численный расчет для системы с размером порядка  $30 \times 30$  дает  $0.4\mu^2/a^3$ , то есть значение существенно меньшее, чем характерная энергия молекулярного поля на одну частицу. Для по-

добных дефектов возможно усложнение структуры, например образования ступеньки, см. рис.4. Такие

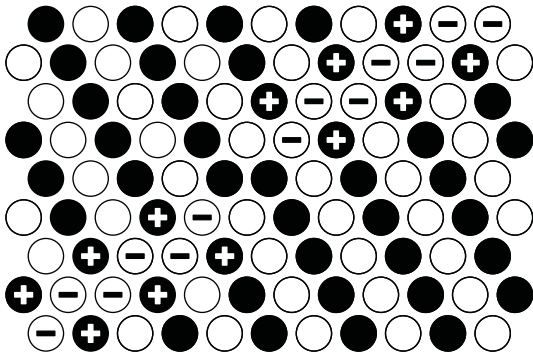


Рис.4. Линейный топологический дефект типа намагниченной доменной стенки (рис.3) со ступенькой

ступеньки в приближении ближайших соседей имеют нулевую энергию и не взаимодействуют друг с другом. При учете следующих соседей энергия уединенной ступеньки определяется формулой

$$E = -4J_{\sqrt{3}} + 4J_{\sqrt{7}} - 8J_{\sqrt{12}} + 8J_{\sqrt{19}} - 12J_{\sqrt{27}}. \quad (4)$$

Первое исчезающее слагаемое в энергии ступеньки имеет знак минус, и в некоторых моделях образование таких ступенек может даже оказаться выгодным. Отметим также, что в приближении ближайших соседей энергия стенки не меняется, если для любой из частиц, имеющих состояние типа 3-3 (они отмечены знаком минус на рис.3), изменить знак магнитного момента на противоположный. Ясно также, что эту операцию можно проделать с конечным числом частиц, находящихся достаточно далеко друг от друга. Наличие такой свободы, а также возможность возникновения ступенек на стенке может приводить к очень высокому вырождению состояния стенки.

Принципиально важно, что, в отличие от рассмотренных ранее линейных топологических дефектов, такая стенка имеет ненулевой магнитный момент. Обсудим физические следствия этого факта. Для описания систем мезоскопических магнитных частиц с дипольным взаимодействием тепловые эффекты не существенны, но важно поведение системы в магнитном поле [1, 2]. Найденная нами доменная стенка имеет ненулевой магнитный момент, и при наличии магнитного поля  $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_z$  появляется дополнительный выигрыш в энергии,  $\mu_0 H$  на одну частицу дефекта, см. (1). Энергия стенки уменьшается

с ростом поля и обращается в нуль при  $H = H_c = E/\mu_0$ . Если энергия стенки  $E$  положительна, но мала, образование одной стенки приводит к росту энергии системы. Для системы с размером  $N \times N$  выигрыш в энергии порядка  $EN$ . Состояние системы с одной такой стенкой вырождено по ее положению, и число таких состояний порядка  $N$ . При учете только этого вырождения энтропия системы  $S = k_B \ln N$ , где  $k_B$  – постоянная Больцмана. Однако при учете возможности образования описанных выше ступенек, см. рис.4, форма линии дефекта определяется совокупностью случайных шагов, число состояний одной стенки  $N_s$  экспоненциально велико, порядка  $\exp(\alpha N)$ , значение параметра  $\alpha > 0$  определяется характером взаимодействия. В силу этого энтропия системы с одной стенкой линейно зависит от длины стенки,  $S_{DW} = \alpha k_B N$ . При конечной энергии стенки (на один узел  $N$ ) свободная энергия  $F_{DW} = EN - TS$  становится отрицательной при  $T > T_c \sim E$ , что определяет фазовый переход типа дислокационного плавления. Ясно, что вблизи этого критического значения магнитного поля  $H \rightarrow H_c$  температура перехода  $T_c$  обращается в нуль. Таким образом, намагничивание массива частиц с треугольной решеткой происходит путем дислокационного плавления, управляемого величиной поля, и радикально отличается от перехода через образование сверхрешетки перевернутых моментов, известного для квадратной решетки [3].

Работа поддержана совместным грантом #219-09 Российского фонда фундаментальных исследований и НАН Украины.

1. R. Skomski, J. Phys.: Condens. Matter **15**, R841 (2003).
2. *Advanced Magnetic Nanostructures*, Eds. D. J. Sellmyer and R. Skomski, Springer, Berlin, 2006.
3. J. E. L. Bishop, A. Yu. Galkin, and B. A. Ivanov, Phys. Rev. B **65**, 174403 (2002).
4. D. J. Sellmyer, M. Zheng, and R. Skomski, J. Phys.: Condens. Matter **13**, R433 (2001).
5. P. C. Гехт, УФН **159**, 261 (1989).
6. D. S. Novikov, B. Kozinsky, and L. S. Levitov, Phys. Rev. B **72**, 235331 (2005).
7. G. H. Wannier, Phys. Rev. **79**, 357 (1950); R. M. F. Houtappel, Physica **16**, 425 (1950); G. H. Wannier, Phys. Rev. B **7**, 5017 (1973).
8. S. E. Korshunov, Phys. Rev. B **71**, 174501 (2005).
9. P. A. Slotte and P. C. Hemmer, J. Phys. C **17**, 4645 (1984).