

УДК 537.624.9

MSC2010 68Q87, 68W01

© А. А. Перетяtko<sup>1</sup>, В. А. Иванов<sup>1</sup>, А. Г. Макаров<sup>1,2</sup>, К. В. Нефедев<sup>1,2</sup>

## Гистерезисные и равновесные свойства одномерных цепочек магнитных диполей

Проведены теоретические исследования магнитных свойств одномерных массивов ферромагнитных наночастиц. Показано, что в модели Стонера – Вольфарта в зависимости от расстояния между диполь-дипольно взаимодействующими частицами, цепочки могут проявлять как магнитомягкие, так и магнито жесткие свойства, а поведение частиц может варьироваться от стонер-вольфартовского до изинг-подобного. С помощью численного моделирования определены критерии отличий сильного и слабого дипольного взаимодействия для одномерных массивов однодоменных ферромагнитных наночастиц с одноосной анизотропией. Методом численного моделирования рассчитаны магнитные состояния 1D-массива при заданном значении внешнего магнитного поля. Лестничнообразный вид гистерезисных кривых и кривых намагничивания в состоянии термодинамического равновесия, полученных при ортогональном внешнем поле и оси массива, обусловлен слабым магнитостатическим взаимодействием, которое приводит к изинг-подобному поведению, и дискретностью разрешенных значений магнитного момента конфигураций. С помощью распределения Гиббса точно рассчитана кривая намагничивания для одномерной магнитной системы точечных диполей Изинга в состоянии термодинамического равновесия. Полученные результаты расчета магнитных состояний в процессе гистерезисного перемагничивания согласуются с экспериментальными данными.

Ключевые слова: *1D-массивы, модель Стонера – Вольфарта, изинг-подобные диполи, дипольное взаимодействие.*

### Введение

Массивы малого числа магнитных наноразмерных частиц интересны с прикладной точки зрения, как потенциальные элементы энергонезависимой памяти счетных устройств [1–6]. С фундаментальной точки зрения массивы малого числа частиц используются для проверки правильности теоретических моделей [7, 8]. Существующие модели в статистической физике обычно предназначены для расчета свойств

<sup>1</sup> Дальневосточный федеральный университет, 690950, г. Владивосток, ул. Суханова, 8

<sup>2</sup> Институт прикладной математики ДВО РАН, 690041, г. Владивосток, ул. Радио, 7  
Электронная почта: peretiatko.aa@dvvfu.ru (А. А. Перетяtko), ivanov.v939@gmail.com (В. А. Иванов), makarov.ag@dvvfu.ru (А. Г. Макаров), nefedev.kv@dvvfu.ru (К. В. Нефедев).

бесконечного числа частиц, и поэтому прямое использование результатов теоретического анализа и численного моделирования систем бесконечного числа частиц для предсказания свойств массивов конечного размера не всегда обосновано. Свойства массивов магнитных частиц можно изучать теоретически с помощью численного моделирования, поскольку число объектов моделирования счетное. Численные и натурные эксперименты открывают новые возможности для исследований, например, становится доступным наблюдение статистических, статических и динамических процессов обращения намагниченности массива частиц, определение взаимосвязи между геометрическими характеристиками массива, законами взаимодействия и наблюдаемыми магнитными гистерезисными свойствами.

В экспериментальных работах [9–11] приводятся результаты исследования свойств одномерных массивов небольшого числа эллипсоидальных наночастиц  $\text{Co}$  и  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ , цепочек магнитных наночастиц. Магнитное состояние отдельных элементов массива определялось с помощью магнито-силовой микроскопии. Как было отмечено в работе [11], распределение магнитных моментов в цепочке сильно зависит от расстояния между наночастицами. Ниже будет показано, что изменение расстояния между частицами позволяет изменять силу взаимодействия между ними, и, следовательно, варьировать коэрцитивные свойства массива наночастиц от магнитомягких до магнитожестких, контролировать степень влияния анизотропии на магнитные свойства и магнитное упорядочение наноструктуры в состоянии термодинамического равновесия. Кроме того, в нашей модели присутствие индивидуальных критических полей при изменении расстояния между частицами может приводить к тому, что поведение магнитного момента в ансамбле может претерпевать существенные изменения от классического с непрерывным изменением направления вектора магнитного момента в координатном пространстве, до изинг-подобного, характеризующегося только двумя возможными ориентациями момента.

В данной работе обсуждаются результаты численных экспериментов в рамках простых моделей, таких как модель системы классических магнитных точечных диполей [12] и модель системы однодоменных изинг-подобных магнитных диполей. В первом приближении рассчитаны свойства одномерного массива наночастиц и выполнено сравнение теоретических результатов с результатами натуральных экспериментов. Дополнительно получены результаты точного аналитического расчета зависимости намагниченности от значения внешнего магнитного поля в состоянии термодинамического равновесия. Обсуждаются подходы к моделированию.

## 1. Подходы к моделированию

Используемый авторами метод моделирования предназначен для исследования поведения ансамбля однодоменных ферромагнитных частиц при различных геометрических и физических характеристиках массива, при варьировании внешнего магнитного поля. Магнитостатическое взаимодействие играет важную, а порой определяющую роль в формировании магнитных свойств объектов, содержащих такие частицы. Несмотря на успехи в литографии массивов, в ходе экспериментальных исследований возникают определенные трудности, связанными с варьированием в

широких пределах условий эксперимента и заданных свойств объектов исследования, таких, например, как магнитный момент, число частиц, пространственное распределение (геометрия массива и частицы), распределение полей анизотропии и т.д. Компьютерное моделирование (компьютерный эксперимент) свободно от этих недостатков и может служить хорошим дополнительным средством исследования, позволяющим значительно облегчить интерпретацию результатов физических экспериментов.

Разработанный авторами программный пакет, предназначенный для моделирования, представляет собой набор программных модулей, используемых для реализации численных экспериментов над моделью массива конечного числа однодоменных наночастиц. В программном пакете реализованы разнообразные модели образцов: объемные образцы со случайно распределенными частицами с заданной концентрацией, частицами, расположенными в узлах объемной решетки, плоские решетки, линейные цепочки.

Объемы частиц, критические поля, направления осей легкого намагничивания, могут быть как случайными в заданных пределах, так и одинаковыми для всего образца. Поскольку не существует общепринятой терминологии для описания коэрцитивных свойств однодоменных частиц (коэрцитивная сила, коэрцитивное поле, поле анизотропии), мы будем пользоваться термином “индивидуальное критическое поле  $H_0$ ”, понимая под этим поле, по достижении которого магнитный момент изменяет свое направление на противоположное, при условии, что поле приложено вдоль легкой оси частицы. Термин “коэрцитивная сила” оставим для описания коэрцитивных свойств образца в целом.

Каждая программа моделирования содержит набор процедур, обрабатывающих модель образца в соответствии с заданными условиями эксперимента (наложение и снятие поля, размагничивание переменным полем и т.д.).

Центральной процедурой, используемой во всех известных моделирующих программах, является процедура, которую назовем процедурой нормализации магнитного состояния образца. После создания модели или изменения внешних условий система магнитных диполей может оказаться в неустойчивом, физически не реализуемом состоянии, при котором ориентация магнитных моментов частиц не соответствует величине и направлению магнитного поля в местах их расположения. Процедура нормализации индивидуально устанавливает магнитный момент каждой частицы в состояние с минимумом энергии. В качестве модели однодоменных частиц в этой процедуре используется модель Стонера–Вольфарта, дополненная учетом индивидуальных полей взаимодействия. Обработка очередной частицы начинается с вычисления поля взаимодействия в месте ее расположения. Если процедура выполняется над образцом, находящимся во внешнем поле, величина этого поля складывается с полем взаимодействия. После выполняется численное решение уравнения баланса энергии (уравнения Стонера–Вольфарта), из которого определяется направление вектора магнитного момента, соответствующего минимуму энергии частицы. Это положение сравнивается с текущим направлением и, при несовпадении, момент частицы устанавливается в расчетное положение. Поскольку в результате изменяются поля взаимодействия на всех частицах образца, необходимо повторять

обработку, начиная с “первой” частицы. Процедура повторяется до тех пор, пока при обходе всех частиц не потребуется поворота момента ни одной из них. Такое состояние означает, что образец приведен в некоторое состояние минимума энергии, который не обязательно является основным состоянием системы взаимодействующих частиц. После чего полный магнитный момент системы может быть найден простым векторным суммированием магнитных моментов всех частиц. На основе такой процедуры построены программы, реализующие определенные виды компьютерных экспериментов, таких, например, как получение кривых изотермического намагничивания, петель гистерезиса и др.

## 2. Моделирование магнитных состояний и процессов перемагничивания ансамбля однодоменных частиц

Моделирование цепочки однодоменных частиц было выполнено с целью изучения влияния магнитостатического взаимодействия на конфигурацию магнитных моментов и процессы перемагничивания таких цепочек. Для того, чтобы исключить влияние распределения частиц по объемам и критическим полям была выбрана простейшая модель — все частицы имеют одинаковые объем, спонтанную намагниченность и критическое поле, в наших примерах 50 Ое. Далее рассматривался только магнитный момент частицы, а объем использовался для расчета модуля магнитного момента. Частицы располагаются на прямой, параллельной оси Z. Оси легкого намагничивания частиц параллельны между собой и перпендикулярны оси цепочки (параллельны оси X). Поскольку в случае дипольного приближения магнитные моменты не зависят от формы частиц, в качестве единицы расстояния можно принять диаметр сферической частицы, имеющий объем, равный объему рассматриваемых частиц. В этом случае поля взаимодействия зависят только от расстояния между ча-

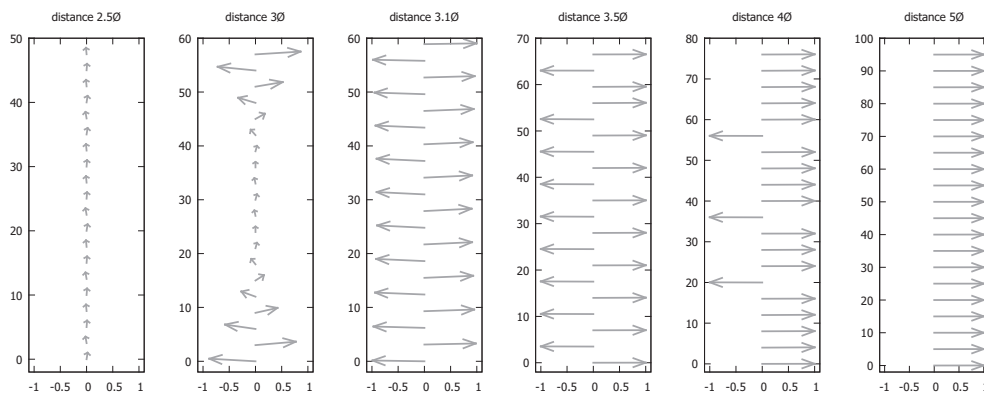


Рис. 1. Метастабильные конфигурации цепочки из 20 частиц для разных параметров решетки, выраженных в диаметрах частиц «distance  $n\emptyset$ ». Длина каждого вектора намагниченности частицы равна единице.

стицами и не зависят от объемов частиц. При создании модели векторы магнитных моментов всех частиц устанавливаются параллельно вдоль осей легкого намагничивания.

На первом этапе моделирования изучались магнитные конфигурации системы, предоставленной самой себе, в зависимости от силы взаимодействия, т.е. от расстояния между частицами. На рис. 1 изображены несколько цепочек, состоящих из 20 частиц, с различными расстояниями между частицами, которые указаны сверху для каждого рисунка. Стрелками показаны направления магнитных моментов. По этим изображениям легко проследить динамику изменения метастабильной магнитной конфигурации при увеличении полей взаимодействия. Как видно, при расстояниях больше четырех диаметров на всех частицах сохраняется исходная конфигурация полей взаимодействия, которые меньше их критических полей. Такое взаимодействие уместно назвать слабым, в отличие от сильного, когда поля взаимодействия больше критических полей. При уменьшении расстояния меньше 4 диаметров начинается процесс необратимого переключения моментов, стремящихся к антипараллельному упорядочению, однако они еще очень мало отклоняются от осей легкого намагничивания. Начиная с этого момента взаимодействие можно считать сильным. При дальнейшем сближении частиц их моменты перестают быть изинг-подобными, и поведение частиц становится классическим. Как видно, переход происходит на довольно узком интервале расстояний, примерно от 3,5 до 3-х диаметров. Дальнейшее сближение приводит к сильному росту полей взаимодействия, однако метастабильная конфигурация уже не изменяется.

Такая радикальная перестройка магнитного состояния системы должна найти отражение в изменении ее гистерезисных свойств. Для исследования влияния взаимодействия на эти свойства были получены петли гистерезиса для различной степени взаимодействия и направлений перемещающегося поля, вдоль оси цепочки и перпендикулярно ей, т.е. вдоль осей легкого намагничивания частиц.

На рис. 2 представлены несколько петель гистерезиса для цепочки, состоящей из 500 частиц. Магнитное поле прикладывалось вдоль оси массива. Расстояния между частицами указаны сверху соответствующих кривых. Как видно на рис. 2, характер петель резко изменяется при перестройке конфигурации. В области слабых взаимодействий система характеризуется узкими петлями, наклон которых увеличивается при сближении частиц (с ростом степени взаимодействия), т.е. петли магнитного гистерезиса начинают приобретать вид, характерный для магнитно-мягкого материала с высокой восприимчивостью. Изменение магнитного момента системы в этом случае обусловлено, в основном, обратимым вращением магнитных моментов частиц. После перестройки конфигурации петли становятся прямоугольными, что означает, что конфигурация цепочки магнитных моментов изменяется на симметрично противоположную полностью. Вблизи границы перестройки петли очень узкие и быстро расширяются с ростом силы взаимодействия, приобретая вид, характерный для магнитно-жестких материалов. Таким образом, простым изменением расстояний между частицами можно получить широкий спектр магнитных характеристик рассматриваемой системы.

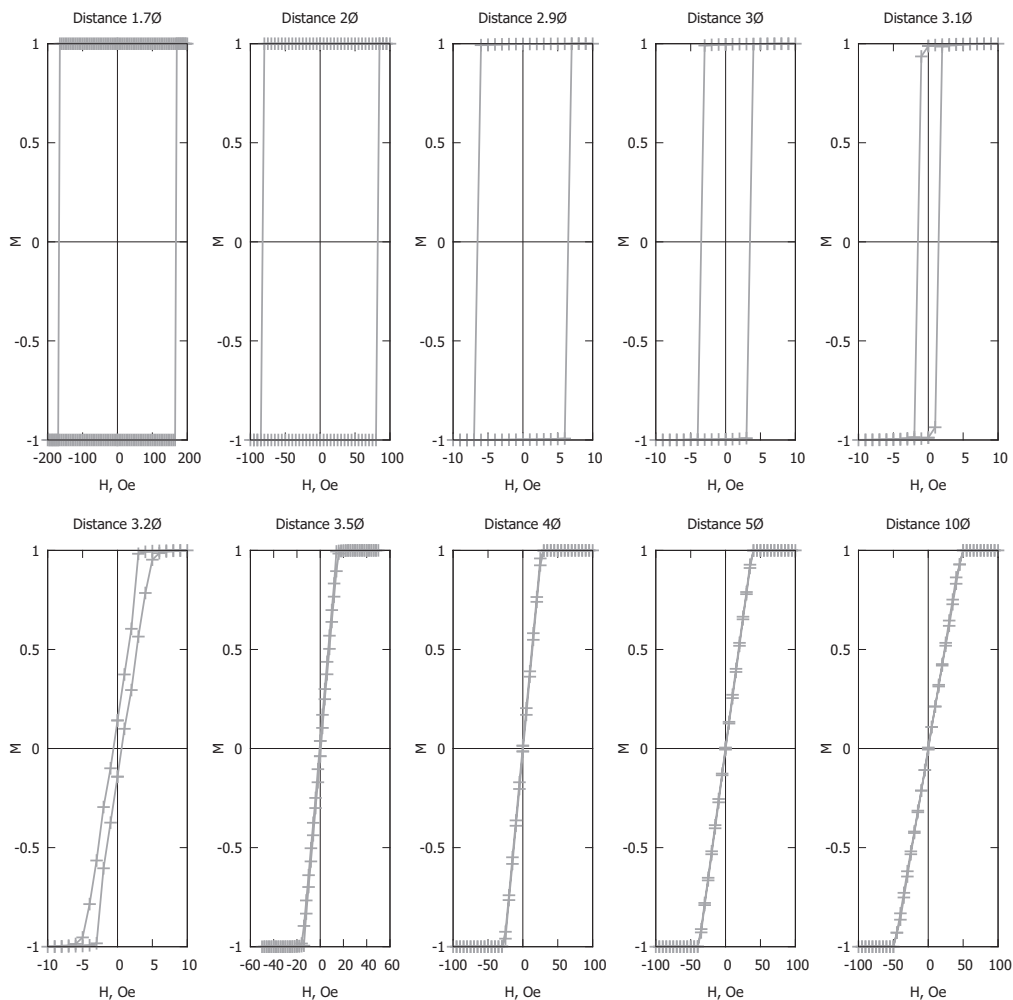


Рис. 2. Влияние расстояния между 500 частицами цепочки на гистерезисные свойства системы. Внешнее поле прикладывалось вдоль оси массива.

Петли гистерезиса для случая, когда перемангничивание происходит в направлении, перпендикулярном оси цепочки (вдоль осей легкого намагничивания), приведены на рис. 3. В этом случае также происходит изменение характера петель в области расстояний, соответствующих смене конфигурации. Можно было ожидать, что картина будет зеркальной по отношению к случаю продольного перемангничивания. Действительно, перемангничивание путем вращения моментов теперь наблюдается в области сильных взаимодействий, о чем свидетельствует форма петель гистерезиса. Однако в области слабых взаимодействий и, в особенности, переходной области характер кривых сложнее. При отсутствии взаимодействия частицы

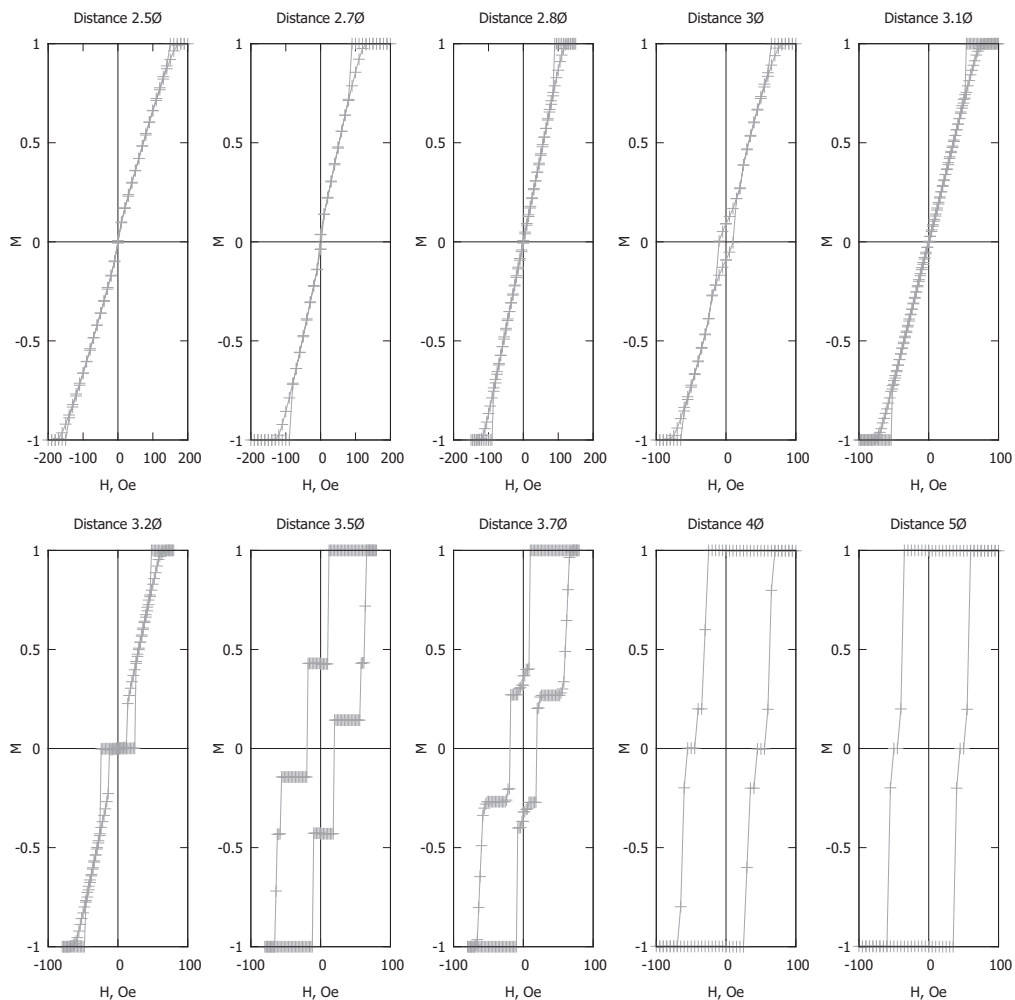


Рис. 3. Петли гистерезиса цепочки из 500 частиц для различных расстояний между частицами. Внешнее поле прикладывалось перпендикулярно оси массива.

переключаются независимо друг от друга по достижении критического поля. Уже при небольшом взаимодействии (расстояние  $5\varnothing$ ) цепочка перемагничивается двумя скачками. Первый скачок приводит к антипараллельному расположению магнитных моментов, энергетически более выгодному. При этом на оставшихся частицах поле взаимодействия будет направлено против внешнего поля, и для их переключения потребуется дополнительный рост последнего. При дальнейшем сближении частиц магнитные моменты заметно отклоняются от осей легкого намагничивания, и вклад в величину полей, и суммарный момент вносят как переключения, так и повороты

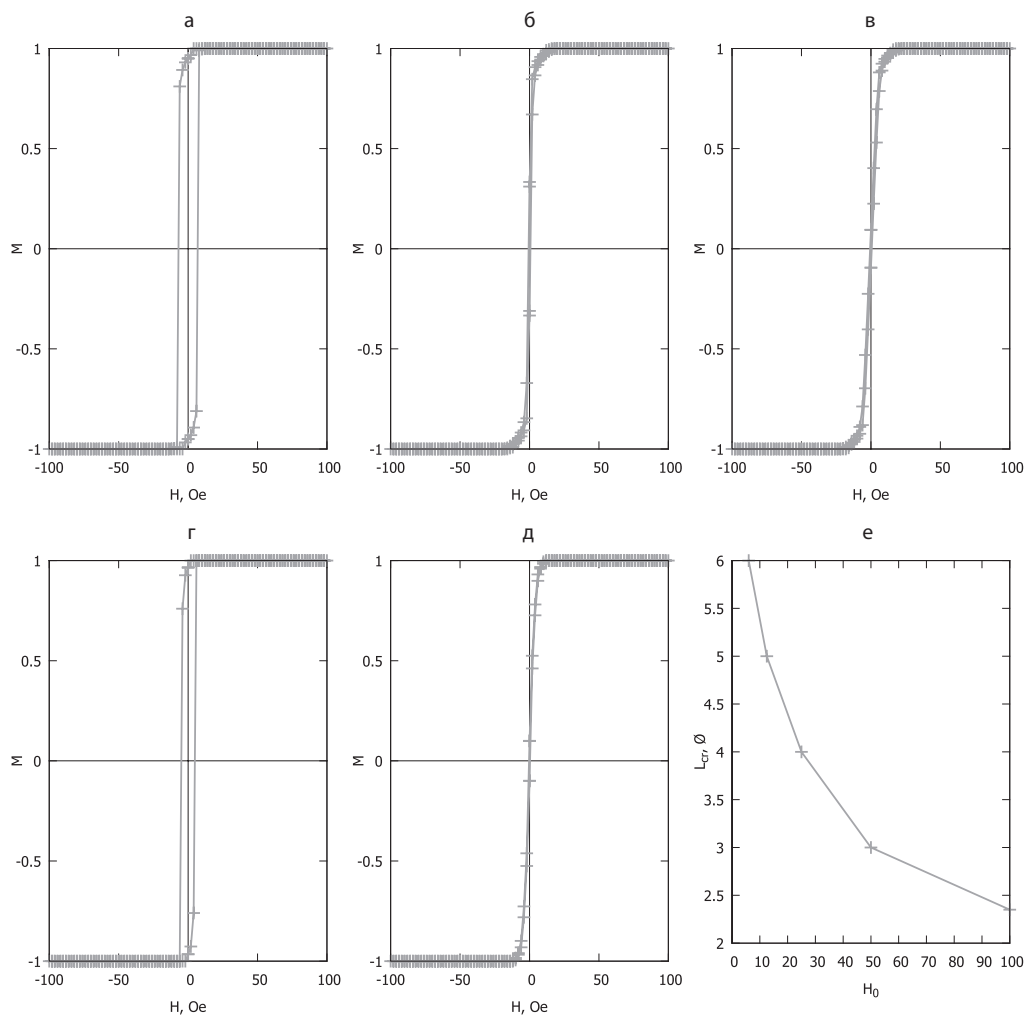


Рис. 4. Оценка критического расстояния

магнитных моментов. В результате петли состояния легко моделируются. Однако не имеет смысла приводить здесь все результаты, поскольку они не имеют общего характера, а определяются индивидуальными характеристиками цепочек, например, их длиной, влиянием неоднородностей на их концах и т.д. В реальных системах на характер кривых намагничивания в этой области взаимодействий неизбежно будет влиять дисперсия свойств системы (дисперсия объемов, расстояний и т.д.).

Анализ результатов, представленных на рисунках 2 и 3, позволяет сделать вывод о том, что существует некоторое критическое расстояние между частицами, при приближении к которому коэрцитивная сила стремится к нулю, а восприимчивость — к бесконечности. Это расстояние разделяет области, в которых перемангничивание



осуществляется преимущественно путем вращения или путем переключения моментов частиц. Определить параметры системы, от которых зависит это расстояние, можно исходя из следующих простых физических рассуждений. В модели Стонера–Вольфарта положение магнитного момента частицы определяется положением легкой оси и приведенным полем, равным отношению поля в месте расположения частицы  $H_i$  к критическому полю  $H_0 = Ka * J_s$ , где  $J_s$  – спонтанная намагниченность материала частицы, а  $Ka$  – безразмерная константа анизотропии. Поле  $H_0$  есть сумма дипольных полей от всех частиц образца и пропорционально  $J_s$ . Следовательно, исключается зависимость критического расстояния от спонтанной намагниченности, и положения легких осей в модели жестко задано. Таким образом, можно предположить, что значение критического расстояния будет определяться в основном константой анизотропии частиц. К сожалению, вследствие дискретности численного решения уравнения Стонера–Вольфарта мы не можем получить петлю гистерезиса непосредственно в критической точке, так как для корректного выполнения программы должны исключить особые точки решения и их окрестности. Однако значение критического расстояния легко вычислить, используя пару близко лежащих к критической точке петель гистерезиса. На рис. 4а-в и 4г-д приведены петли для двух значений константы анизотропии  $Ka = 0.05$  и  $Ka = 0.025$ , по которым можно оценить критические расстояния как 3 и 4 соответственно. На рисунке 4е приведена кривая зависимости критического расстояния от величины константы анизотропии, полученная на основе результатов подобных модельных построений.

### 3. Распределение намагниченности массива наночастиц и динамика процесса обращения

В работах [10, 11] проводился эксперимент по перемагничиванию одномерного массива однодоменных одноосных магнитных наночастиц методом магнито-силовой микроскопии. Объектом исследования являлся 1D-массив изинг-подобных частиц с расстоянием 450 нм между ними. В ходе изучения гистерезисных свойств авторы работ [10, 11] получили изображения магнито-силовой микроскопии, что позволило подробно исследовать магнитные состояния исследуемой цепочки.

Нами был поставлен численный эксперимент в рамках модели классических точечных диполей, чтобы повысить точность моделирования. Эффектами отклонения магнитного момента от осей легкого намагничивания можно пренебречь в соответствии с выводами, полученными в предыдущем параграфе, поскольку расстояние между частицами было равно  $3,2\varnothing$ . Для расчетов использовалась намагниченность насыщения частиц такая же, как и в работах [10, 11]. Частицы расположены вдоль оси X, внешнее поле приложено перпендикулярно оси массива. Шаг изменения поля – 0,001 Ое. Поле анизотропии равно 700 Ое. После каждого изменения внешнего поля производился “пересчет полей”, и в случае, если состояние магнитного момента было неравновесным, производилось обращение направления магнитного момента частицы.

Предполагалось, что в используемой авторами модели Стонера–Вольфарта намагниченность однодоменных частиц была однородной и вектор магнитного момен-

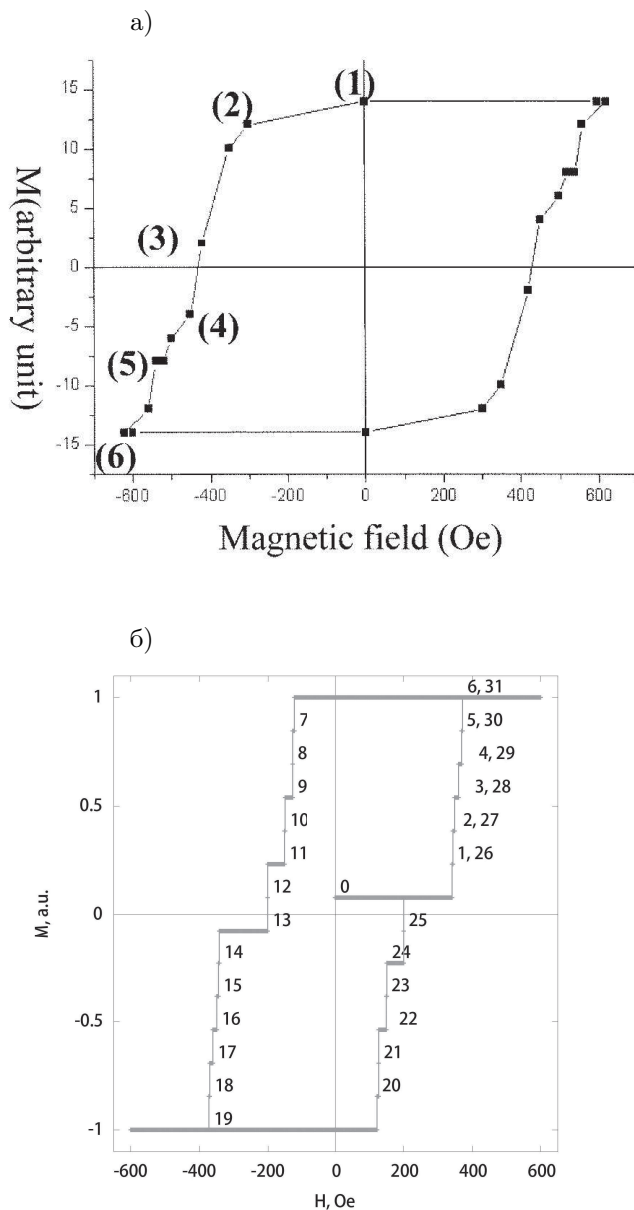


Рис. 5. Кривая магнитного гистерезиса для одномерного массива из 13 частиц: а) данные натурального эксперимента [10], б) численное моделирование.

та  $M$  изменял свое направление скачком в зависимости от изменения направления внешнего магнитного поля  $H$ . В расчет также принималось т.н. поле анизотропии  $H_0$ .

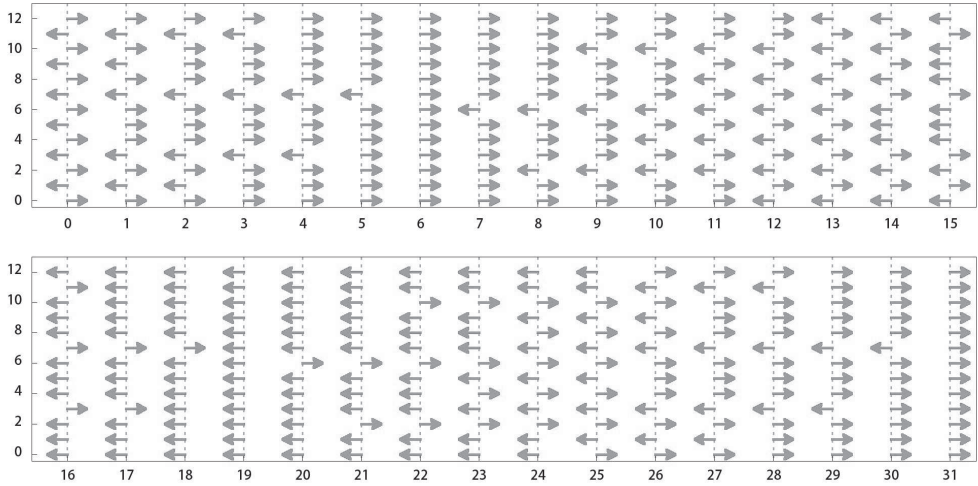


Рис. 6. (0–31) Численное моделирование магнитных состояний, реализующихся в процессе обращения намагниченности цепочки из 13 частиц.

На рис. 5 изображена гистерезисная кривая для массива из 13 частиц. Как показано на рисунке массив имеет ограниченное число устойчивых состояний. Модель классических точечных диполей подразумевает ”повороты”, хотя в данном случае их не наблюдается, так как поле приложено все время перпендикулярно оси массива, а расстояние между частицами выше критического, т.е. частицы ведут себя как изинг-подобные. Кривая демонстрирует, что промежуточные состояния достаточно неустойчивы и система переходит к следующему состоянию при небольшом изменении внешнего поля. На графике выделяются три наиболее устойчивых состояния:

- магнитные моменты частиц упорядочены антиферромагнитно (при нулевом внешнем поле и до 370 эрстед в данном случае), рис. 6.0, 6.13, что соответствует основному состоянию системы изинг-подобных диполей;
- магнитные моменты направлены вдоль оси  $Z$  (после перехода в данное состояние под воздействием поля насыщения конфигурация будет устойчивой, и система диполей не переходит в другое состояние вплоть до полей -200 эрстед), рис 6.6, 6.31;
- магнитные моменты направлены против оси  $Z$  (полностью аналогично предыдущему состоянию, только все частицы направлены противоположно оси  $Z$ ), рис 6.19.

Рассмотрим более подробно состояния массива. На рисунке 6 приведен процесс перемагничивания массива из 13 частиц. Числа под рисунками соответствуют точкам на кривой магнитного гистерезиса рис. 5б. Как видно, число наблюдаемых состояний массива гораздо меньше возможного  $2^N$ . Отметим, что первой переворачивается частица в центре массива, если число частиц нечетное, либо одна из центральных,

если число частиц четное. Это связано с распределением полей взаимодействия в центре массива модуль результирующего поля имеет наименьшее значение. В случае четного числа частиц выбор первой частицы для переворота зависел от порядка перебора, при этом никакого влияния на петлю гистерезиса это не оказывало. Стоит отметить, что поскольку частицы в центре длинных однонаправленных последовательностей оказывают большее влияние на участки массива, то они переворачиваются первыми. Для примера рассмотрим переход из состояния (7) в состояние (8): переворачивается вторая, средняя с (0) по (6). Аналогично происходит переход из (8) в (9).

#### 4. Намагниченность в состоянии термодинамического равновесия

Моделирование систем спинов может быть выполнено в рамках различных моделей. Существующие в настоящее время широко распространенные модели базируются на расчете термодинамических параметров в так называемом состоянии термодинамического равновесия, или метастабильного равновесия магнитных моментов, см., например, [13]. Наряду с задачей о численном моделировании магнитной системы обычно решается задача поиска равновесных конфигураций системы спинов.

К таким моделям можно отнести, например, модель, основанную на интегрировании методом Рунге–Кутты системы дифференциальных уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта. Он реализован в таких известных пакетах по микромагнитному моделированию, как ООММФ [14] и magrag [15]. Данная модель обладает рядом вычислительных и методологических недостатков. Другой моделью, позволяющей рассчитать конфигурации магнитных моментов системы в метастабильном равновесии, основанной на методе Монте-Карло. Одним из главных недостатков этого метода следует считать необходимость больших затрат машинного времени даже для вычислений, касающихся моделей с небольшим количеством спинов.

Подход, изложенный в работе [15], основан на минимизации функционала энергии магнитной системы методом релаксации, или градиентного спуска. Метод плохо работает при наличии большого числа метастабильных состояний. Применение этого подхода ограничено исследованием моделей с относительно небольшим количеством элементов.

Подход, основанный на релаксации системы в соответствии с распределением ее внутренних эффективных магнитных полей, действующих на каждый магнитный момент, позволяет получить магнитные состояния, соответствующие локальным минимумам. Принято считать, что этот метод является надежным и быстрым, однако возможны ситуации попадания системы спинов в метастабильное состояние, закливания итерационных вычислений при возникновении скачков между двумя неустойчивыми состояниями [12]. Поэтому для вычисления равновесной намагниченности мы использовали подход в рамках статистической физики.

Для того, чтобы выполнить вычисления, предполагалось, что модуль магнитного момента каждого диполя в системе был равен  $9 \cdot 10^7$  магнетонов Бора, расстояние между частицами было выше критического. Вычисления показывают, что темпера-

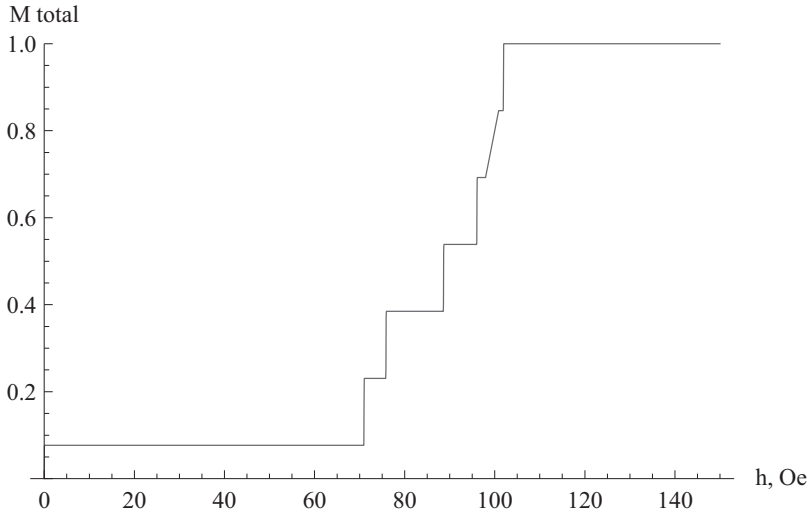


Рис. 7. Равновесная намагниченность системы из 13 диполей в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля

тура максимума равновесной теплоемкости такой системы изинг-подобных диполей, взаимодействие между которыми является магнитостатическим, находится на много порядков выше температуры Кюри кобальта. Это означает, что при комнатных температурах влиянием термодинамических флуктуаций можно пренебречь. Так как мы рассчитываем зависимость полного магнитного момента системы в равновесии от внешнего магнитного поля  $H$ , то все барьеры энергии анизотропии преодолены и не учитываются в данном статистическом подходе.

Для исследуемых систем равновесную намагниченность можно вычислить, используя подход Гиббса, в котором строится статистическая сумма

$$Z_{13} = \sum_{S_1} \dots \sum_{S_{13}} \exp \left\{ \frac{1}{k_B T} \sum_{i=1}^{12} \sum_{j=i+1}^{13} \left( -\frac{2m_{x_i} m_{x_j}}{|x_i - x_j|^3} \right) + \frac{H}{k_B T} \sum_{i=1}^{13} m_{x_i} \right\}.$$

В этом случае зависимость равновесной намагниченности

$$M(H) = k_B T \frac{\partial \log(Z)}{\partial H}.$$

Ступенчатый вид кривой объясняется эффектом конечного числа конфигураций для системы такого малого числа частиц, рис. 7. При некоторых значениях внешнего поля система 13 магнитных диполей скачком переходит к магнитным состояниям с более высоким общим магнитным моментом. Внутреннее поле магнитостатического взаимодействия играет роль эффективного критического поля, которое сдерживает смену конфигураций при  $H < 70$  Oe. Фактически внутренние поля для такого массива наночастиц распределены в интервале от 70 до 100 Oe.

## Заключение

Очень интересным и важным выводом в данной работе является то, что в модели Стонера–Вольфарта в зависимости от расстояния между диполь-дипольно взаимодействующими частицами цепочки могут проявлять как магнитомягкие, так и магнито жесткие свойства. Это позволяет создавать массивы магнитных наночастиц с заранее заданными свойствами, в большей степени определяемыми геометрией и распределением полей взаимодействий, чем характеристиками магнитного материала.

В зависимости от силы взаимодействия поведение одномерных массивов ферромагнитных наночастиц может варьироваться от стонер-вольфартовского, где индивидуальный магнитный момент наночастицы принимает континуум состояний, до Изинг-подобного, где макроспин принимает дискретный набор состояний. В данной работе фактически определены границы применимости двух известных моделей магнетизма и определены критерии отличий сильного и слабого дипольного взаимодействия для одномерных массивов однодоменных ферромагнитных наночастиц с одноосной анизотропией.

Методом численного моделирования рассчитаны магнитные состояния 1D-массива при заданном значении внешнего магнитного поля. Лестничнообразный вид гистерезисных кривых и кривых намагничивания в состоянии термодинамического равновесия, полученных при ортогональности внешнего поля и оси массива, обусловлен слабым магнитостатическим взаимодействием, которое приводит к изинг-подобному поведению, и дискретностью разрешенных значений магнитного момента конфигураций. Проведенные численные эксперименты с одномерными массивами малого числа однодоменных частиц позволяют сделать вывод о том, что “лестничный” тип гистерезисных кривых и кривых намагничивания в состоянии термодинамического равновесия связан с отсутствием разрешенных магнитных состояний. Конечное число частиц приводит к возникновению скачкообразных изменений намагниченности в зависимости от приложенного внешнего поля. Переход из состояния с одним значением намагниченности в состояние с другим значением намагниченности происходит скачком, т.к. существует только ограниченный набор дискретных состояний, между ступеньками не существует магнитных состояний, соответствующих дробным значениям намагниченности.

Точно, с помощью распределения Гиббса, рассчитана кривая намагничивания для одномерной магнитной системы точечных диполей Изинга в состоянии термодинамического равновесия. В термодинамическом равновесии, как и в моделировании гистерезисных кривых намагниченности, также наблюдается лестничнообразный характер поведения намагниченности. Температурная стабильность, обнаруженная в экспериментальных работах [10, 11], подтверждается точным расчетом в рамках модели точечных диполей.

Остается открытым вопрос о кратности вырождения наблюдаемых состояний для каждой ступеньки кривой намагничивания. В принципе существует возможность рассчитать аналитически закон распределения вероятности состояний каждой точки петли гистерезиса, если использовать распределение Гиббса. Полученные

результаты расчета магнитных состояний в процессе гистерезисного перемагничивания согласуются с экспериментальными данными. Но было бы очень интересно с прикладной и фундаментальной точки зрения проверить критерии перехода между классическим и дискретным поведением системы макроспинов в натуральных экспериментах.

Наличие запрещенных состояний намагниченности и вырождение определяют вероятностную природу переключений. Таким образом, если попадать в определенные точки значения поля, можно получать заранее определенные наборы состояний системы. Конечно, нужно отметить, что в случае физических экспериментов необходимо иметь очень тщательно приготовленные образцы с малым числом дефектов и с очень малыми отклонениями полей переключения от заданного значения. Кроме того, необходимы экспериментальные методы, которые позволят определить индивидуальные магнитные состояния отдельных частиц, т.к. метод магнито-силовой микроскопии требует достаточно длительных по времени измерений.

### Список литературы

- [1] C. A. Ross, “Patterned magnetic recording media”, *Annual Review of Materials Research*, **31**:1, (2001), 203–235.
- [2] A. Moser, K. Takano, D. T. Margulies, M. Albrecht, Y. Sonobe, Y. Ikeda, S. Sun, and E. E. Fullerton, “Magnetic recording: advancing into the future”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **35**:19, (2002), R157.
- [3] B. Terris, T. Thomson, and G. Hu, “Patterned media for future magnetic data storage”, *Microsystem technologies*, **13**:2, (2007), 189–196.
- [4] S. Tehrani, E. Chen, M. Durlam, M. DeHerrera, J. Slaughter, J. Shi, and G. Kerszykowski, “High density submicron magnetoresistive random access memory”, *Journal of Applied Physics*, **85**:8, (1999), 5822–5827.
- [5] J. Slaughter, R. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, B. Engel, J. Janesky, N. Rizzo, and S. Tehrani, “Fundamentals of mram technology”, *Journal of superconductivity*, **15**:1, (2002), 19–25.
- [6] J. Slaughter, R. Dave, M. Durlam, G. Kerszykowski, K. Smith, K. Nagel, B. Feil, J. Calder, M. DeHerrera, B. Garni *et al.*, “High speed toggle mram with mgo-based tunnel junctions”, *Electron Devices Meeting, 2005. IEDM Technical Digest. IEEE International*, 2005, 873–876.
- [7] V. Belokon', K. Nefedev, O. Goroshko, and O. Tkach, “Superparamagnetism in the 1d ising model”, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, **74**:10, (2010), 1413–1416.
- [8] D. Forrester, K. Kürten, and F. Kusmartsev, “Magnetic cellular automata and the formation of glassy and magnetic structures from a chain of magnetic particles”, *Physical Review B*, **75**:1, (2007), 014416.
- [9] A. Adeyeye and S. Jain, “Coupled periodic magnetic nanostructures”, *Journal of Applied Physics*, **109**:7, (2011), 07B903.
- [10] J. Chang, B. Gribkov, H. Kim, H. Koo, S. H. Han, V. Mironov, and A. Fraerman, “Magnetization behavior of co nanodot array”, *Journal of Magnetism*, **12**:1, (2007), 17–20.
- [11] J. Suh, J. Chang, E. K. Kim, M. Sapozhnikov, V. Mironov, and A. Fraerman, “Magnetotransport properties of gammas with ferromagnetic nanodots”, *Physica Status Solidi (a)*, **205**:5, (2008), 1043–1046.

- [12] E. C. Stoner and E. Wohlfarth, "A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys", *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, **240**:826, (1948), 599–642.
- [13] B. Belyaev, A. Izotov, and A. A. Leksikov, "Micromagnetic calculation of the equilibrium distribution of magnetic moments in thin films", *Physics of the Solid State*, **52**:8, (2010), 1664–1672.
- [14] M. Donahue and D. Porter, *Oommf user's guide, version 1.0, Interagency Report No. NISTIR 6376*, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, 1999.
- [15] W. Scholz, J. Fidler, T. Schrefl, D. Suess, H. Forster, V. Tsiantos *et al.*, "Scalable parallel micromagnetic solvers for magnetic nanostructures", *Computational Materials Science*, **28**:2, (2003), 366–383.

Поступила в редакцию  
30 мая 2017 г.

---

*Peretyatko A. A., Ivanov V. A., Makarov A. G., Nefedev K. V.* States, hysteresis and equilibrium properties of one-dimensional chains of magnetic dipoles. *Far Eastern Mathematical Journal*. 2017. V. 17. No 1. P. 82–97.

#### ABSTRACT

A theoretical study of the magnetic properties of one-dimensional arrays of ferromagnetic nanoparticles was conducted. It is shown that in the Stoner-Wohlfarth model, depending on distance between the dipole-dipole interacting particles, the chain can show either soft magnetic or hard magnetic properties and behavior may vary from a Stoner-Wohlfarth-like to an Ising-like. The criteria of difference between strong and weak dipole interactions for one-dimensional arrays of single-domain ferromagnetic nanoparticles with uniaxial anisotropy were defined. By using numerical simulations magnetic states were obtained for 1D array for a set value of an external magnetic field. Staircase-shaped hysteresis curves obtained at orthogonality of the external magnetic field to the axis of the array are caused by weak magnetostatic interaction, which leads to the Ising-like behavior, and by a discrete set of the magnetic moment configurations. Using the Gibbs distribution, the magnetization curve is obtained for one-dimensional magnetic point dipoles Ising system in thermodynamic equilibrium state. The obtained results of the calculations are in agreement with the experimental data.

Key words: *1D array, Stoner-Wohlfarth model, Ising-like dipoles, Dipole interaction.*