

## КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ НАМАГНИЧИВАНИИ ДВУМЕРНЫХ РЕШЕТОК МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

С.А.Гусев, Л.А.Мазо, И.М.Нефедов, Ю.Н.Ноздрин, М.В.Сапожников,  
Л.В.Суходоев, А.А.Фраерман<sup>1)</sup>

Институт физики микроструктур РАН  
603600 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 8 мая 1998 г.

После переработки 11 августа 1998 г.

Методом холловской магнитометрии исследованы коллективные эффекты в двумерной решетке магнитных наночастиц, обусловленные их дипольным взаимодействием. Исследуемая система состоит из  $10^5$  частиц пермаллоя с диаметром и высотой  $\sim 40$  нм, образующих решетку с прямоугольной элементарной ячейкой (90 нм  $\times$  180 нм). Наблюдающиеся особенности кривых намагничивания мы связываем с квазиоднородностью исследуемой решетки частиц и образованием солитонов в цепочках диполей.

PACS: 75.60.Jr

Одной из причин коллективного поведения системы однодоменных магнитных частиц является их дипольное взаимодействие. В случае упорядоченных решеток наночастиц это взаимодействие приводит к возникновению дальнего порядка в ориентации их магнитных моментов, тип которого определяется симметрией решетки [1]. На возможность существования фазового перехода по температуре в двумерной системе дипольно взаимодействующих суперпарамагнитных частиц указано, например, в [2]. Так как энергия взаимодействия частиц пропорциональна квадрату их магнитного момента, то следует ожидать достаточно высокой температуры фазового перехода в суперпарамагнитное состояние, которой можно управлять, изменяя размер частиц и межчастичное расстояние. Такой фазовый переход, возможно, был зафиксирован в нерегулярных решетках магнитных наночастиц, полученных в процессе самоорганизации [3, 4].

В нашей работе исследованы эффекты дипольного взаимодействия в регулярных двумерных решетках однодоменных частиц с контролируемыми параметрами. Обнаружена зависимость кривых намагничивания (формы петель гистерезиса) от ориентации внешнего магнитного поля относительно осей решетки частиц и температуры. Для квадратной решетки гистерезис при намагничивании отсутствует.

Двумерные решетки магнитных наночастиц формировались методом электронной литографии из пленок пермаллоя ( $\text{Ni}_3\text{Fe}$ ), которые наносились на подложку методом лазерного напыления. Экспонирование электронного резиста и исследование морфологии получаемых решеток проводились в электронном микроскопе JEM-2000EX. Для формирования рисунков использовались пленки фуллерена  $\text{C}_{60}$  в качестве негативного электронного резиста и пленки Ti в качестве передающего слоя. Плазмохимическое травление слоев Ti осуществлялось в атмосфере  $\text{CF}_2\text{Cl}_2$ , а для переноса рисунка в пленку пермаллоя применялось ионное травление в атмосфере Ag. Таким способом удается формировать двумерные решетки, состоящие из частиц в

<sup>1)</sup> e-mail: andr@ipm.sci-nnov.ru

виде цилиндров с диаметром от 15 до 100 нм и высотой, определяемой толщиной исходной пленки  $\text{Ni}_3\text{Fe}$ , в диапазоне от 10 до 50 нм [5]. Для магнитных измерений была изготовлена система, содержащая примерно  $10^5$  частиц диаметром  $\sim 40 \div 50$  нм и высотой  $\sim 45$  нм, образующих решетку с прямоугольной элементарной ячейкой  $90 \text{ нм} \times 180 \text{ нм}$  (рис.1). По имеющимся данным, частицы пермаллоя такого размера следует считать однодоменными [6, 7].

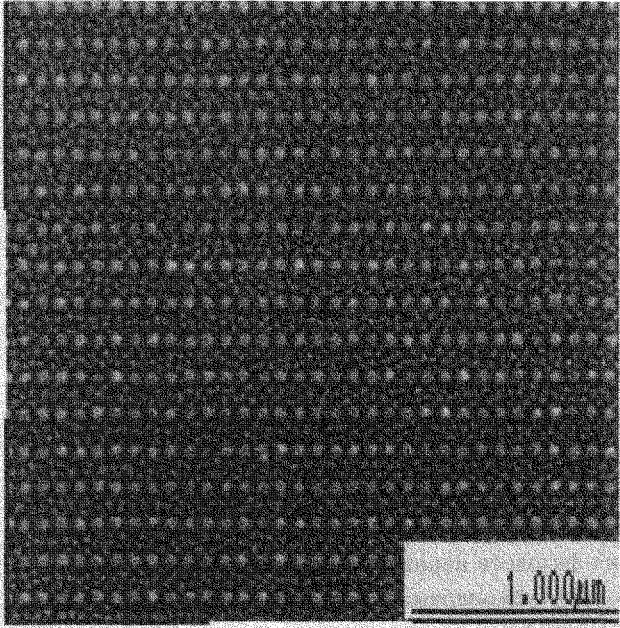


Рис.1. Изображение решетки магнитных наночастиц во вторичных электронах, полученное в сканирующем электронном микроскопе: на фоне 10 нм неровностей подложки (результат ионного травления) видна периодическая решетка пермалловых частиц размером  $40 \div 50$  нм

Для исследования магнитных свойств, как и в работе [8], была использована разностная схема, состоящая из двух полупроводниковых (InSb) датчиков Холла с общим потенциальным и независимыми токовыми контактами. Размер рабочей зоны датчиков  $50 \cdot 100$  мкм, толщина  $\sim 10$  мкм Холловские мосты изготовлены НПО "Сенсор" (г.С.-Петербург). Исследуемая система формировалась в рабочей зоне одного из датчиков. Развитая методика позволяет надежно измерять перпендикулярную плоскости образца составляющую магнитного момента с точностью  $\sim 0.1$  Гс во внешнем поле до  $10 \text{ кЭ}$  в широком диапазоне температур. Из симметрии системы и анизотропного характера дипольного взаимодействия следует, что ось легкого намагничивания лежит в плоскости образца и параллельна меньшему из векторов решетки. Эта анизотропия должна проявляться в наличии гистерезиса при намагничивании образца в указанном направлении.

Будем характеризовать направление внешнего поля двумя углами,  $\theta$  и  $\varphi$ , где  $\theta$  – угол, отсчитываемый от нормали к образцу (ось  $z$ ),  $\varphi$  – азимутальный угол, отсчитываемый от оси, параллельной цепочкам частиц (ось  $x$ ). Так как используемая методика позволяет измерять лишь перпендикулярную составляющую магнитного момента, то для исследования анизотропии в плоскости образца мы провели измерения при трех ориентациях внешнего поля: 1)  $\theta = 0$ ; 2)  $\theta = \pi/4$ ,  $\varphi = 0$ ; 3)  $\theta = \pi/4$ ,  $\varphi = \pi/2$ . Полученные кривые намагничивания при  $T = 4.2 \text{ К}$  приведены на рис.2. Гистерезис на рис.2b качественно совпадает с ожидаемым и свидетельствует о на-

личии оси легкого намагничивания, параллельной меньшему из векторов решетки. Неожиданным явилось существование остаточного магнитного момента при намагничивании в геометрии 1 и 3. Зависимость кривых намагничивания от ориентации поля относительно осей решетки не может быть объяснена свойствами отдельной частицы и является проявлением их коллективного поведения.

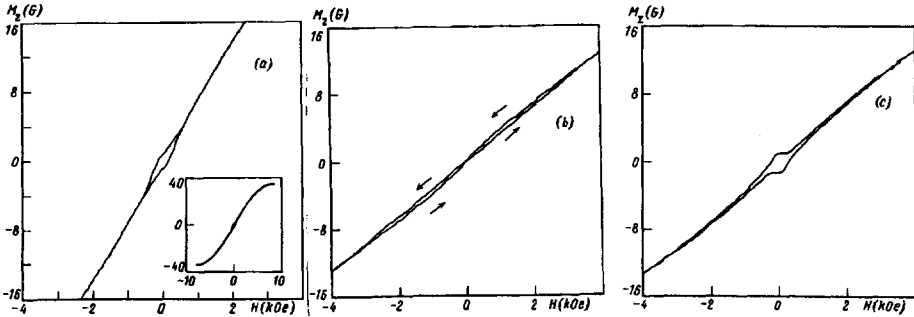


Рис.2. а) Зависимость  $M_z$  от магнитного поля, приложенного в направлении  $\theta = 0^\circ$ . На вставке показан ход кривой намагничивания вплоть до полей насыщения. б) Зависимость  $M_z$  от магнитного поля, приложенного в направлении  $\theta = 45^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ . в) Зависимость  $M_z$  от магнитного поля, приложенного в направлении  $\theta = 45^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$

Возможно, наличие остаточной намагниченности связано с образованием неоднородных состояний (солитонов) в исследуемой системе, которая близка к квазиодномерной. Действительно, проведенные нами вычисления фурье-компонент дипольного тензора показывают, что энергия взаимодействия частиц в цепочках примерно на порядок больше энергии межцепочечных взаимодействий. При приложении поля в геометрии 1 и 3 существуют два равновесных состояния в цепочке диполей, имеющих одинаковую энергию и различающихся знаком  $x$ -компоненты магнитного момента, и, следовательно, возможно образование доменов. Аналитическое определение структуры доменной стенки даже для изолированной цепочки диполей сталкивается со значительными трудностями. Поэтому мы решили задачу численно, используя систему релаксационных уравнений [9]

$$\frac{\partial M_i(\vec{r})}{\partial t} = -\frac{\partial E}{\partial M_i(\vec{r})}, \quad i = x, y, z,$$

$$E = \frac{1}{2} \sum_{\vec{r} \neq \vec{r}'} D_{ik}(\vec{r} - \vec{r}') M_i(\vec{r}) M_k(\vec{r}') - H_{0i} \sum_{\vec{r}} M_i(\vec{r}) - \frac{1}{2} K \sum_{\vec{r}} M_z^2(\vec{r}), \quad (1)$$

$$D_{ik}(\vec{r}) = \frac{\delta_{ik}}{r^3} - \frac{3r_i r_k}{r^5},$$

$M_i(\vec{r})$  –  $i$ -ая компонента магнитного момента частицы, находящейся в точке с радиус-вектором  $\vec{r}$ ,  $|\vec{M}(\vec{r})| = 1$ ,  $\vec{H}_0$  – внешнее магнитное поле,  $K$  – константа одночастичной анизотропии. Начальные условия для решения системы (1) выбирались в виде  $M_z(\vec{r}, 0) = 1$ . На границе образца никаких условий не накладывалось. Вид доменной стенки (солитона) в цепочке диполей при  $H_0 = 0$  и различных значениях одночастичной анизотропии  $K$  представлена на рис.3. Отметим, что солитон имеет антиферромагнитную структуру и его суммарная намагниченность в нулевом поле

при  $K = 0$  равна нулю. Необходимым условием существования магнитного момента у солитона является наличие одночастичной анизотропии. В этом случае суммарный магнитный момент солитона может достигать величины магнитного момента частицы. В частности, при  $K = 3$  суммарная намагниченность равна 0.8. Проведенные расчеты позволяют предположить следующий механизм появления остаточной намагниченности при ориентации внешнего поля перпендикулярно цепочкам частиц (в геометрии 1.3). В силу квазиодномерности системы в полях, близких к полю насыщения, энергия солитонов мала и возможно их термоиндуцированное образование. С уменьшением величины поля энергия солитона возрастает, характерный размер уменьшается. Это приводит к их пиннингу, связанному с дискретностью решетки. Таким образом, остаточная намагниченность обусловлена наличием "вмороженных" солитонов, образовавшихся в больших полях. Необходимым условием существования остаточной намагниченности является наличие перпендикулярной анизотропии у частиц, составляющих решетку. Косвенным подтверждением выдвинутой гипотезы являются проведенные нами измерения кривых намагничивания решетки частиц с квадратной элементарной ячейкой, показавшие отсутствие остаточной намагниченности при любой ориентации внешнего поля. Численное моделирование также показывает отсутствие солитонов и остаточной намагниченности на квадратной решетке. Вопрос о переходе исследуемой системы в суперпарамагнитное состояние может быть решен при исследовании зависимости наблюдаемых коллективных эффектов от температуры. О существовании такой зависимости свидетельствуют качественные изменения кривой намагничивания образца с прямоугольной элементарной ячейкой при повышении температуры образца до 77 К (рис.4). Нам представляется, что с фундаментальной точки зрения полученные результаты представляют значительный интерес как пример поведения классической двумерной магнитной системы с точно известным взаимодействием. Сами же образцы, технология их изготовления и измерения могут оказаться полезными для широко разрабатываемых в настоящее время сверхплотных сред магнитной записи.

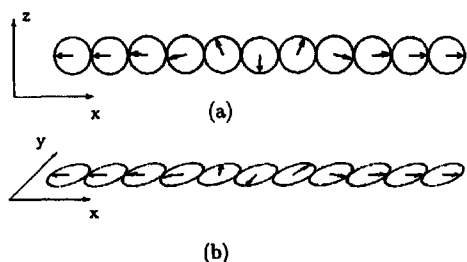


Рис.3. Вид солитона в цепочке диполей: а) при  $H_0 = 9$ ,  $K = 3$ , б) при  $H_0 = 0$ ,  $K = 0$

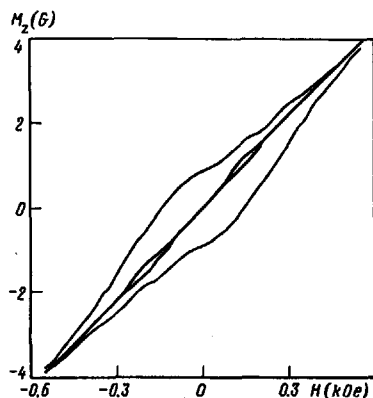


Рис.4. Изменение формы кривой намагничивания ( $\theta = 0^\circ$ ) при увеличении температуры от 4.2 К (тонкая линия) до 77 К (толстая линия)

Авторы благодарят А.А.Андропова, С.В.Гапонова, Н.Н.Салашенко за стимулирующие обсуждения и помощь в проведении работы. Работа выполнена в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований 98-02-16183 и программы "Физика твердотельных наноструктур".

- 
1. В.М.Розенбаум, В.М.Огенко, А.А.Чуйко, УФН **161**, 79 (1991).
  2. S.Morup, P.H.Christensen, J.Franck et al., J. Magn. Magn. Mater. **40**, 163 (1983).
  3. A.Sugawara and M.R.Scheinfel, Phys. Rev **B56**, R8499 (1997).
  4. J.Hauschild, H.J.Elmers, and U.Gradmann, Phys. Rev. **B57**, R677 (1998).
  5. S.A.Gusev, E.B.Kluenkov, L.A.Mazo et al., abstracts of IWFA'97, St.Petersburg, 1997, p.296.
  6. А.А.Бухараев, Д.В.Овчинников, Н.И.Нургазизов и др., *Материалы рабочего совещания "Зондовая микроскопия"*, Н.Новгород, 1998.
  7. С.А.Непийко, *Физические свойства малых металлических частиц*, Киев: Наукова думка, 1985.
  8. A.D.Kent, S.von Molnar, S.Gider, and D.D.Awschalom, J. Appl. Phys. **76**(10), 6656 (1994).
  9. П.И.Белобров, Р.С.Гехт, В.А.Игнатченко, ЖЭТФ **84**, 1097 (1983).