

ХII. Магнетизм низкоразмерных структур-2.

Магнитные наноточки (0D системы). Методы получения. Метод электрохимического осаждения. Нанолитография с пористой окисью алюминия. Намагниченность наноточек. Теория и численное моделирование микромагнитной структуры наноточек. Теоретическая кривая гистерезиса. Фазовая диаграмма. Магнетизм наночастиц (0D структуры). Самоорганизованные суперрешетки магнитных частиц. Магнитные свойства. Суперпарамагнетизм.

Магнитные наноточки (0D системы)

Быстро растущая плотность носителей информации диктует необходимость переходить на нанометровые размеры информационных битов на носителе.

Метод электрохимического осаждения. Один из способов формирования магнитной наноструктуры – *метод электрохимического осаждения* - почти полностью повторяет метод получения нанопроволок, иллюстрированный на рис. 11.9. Модификация метода

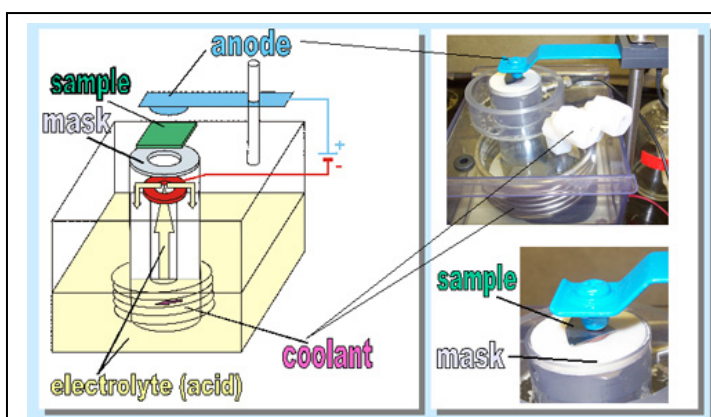


Рис. 12.1. Анодизация алюминия.

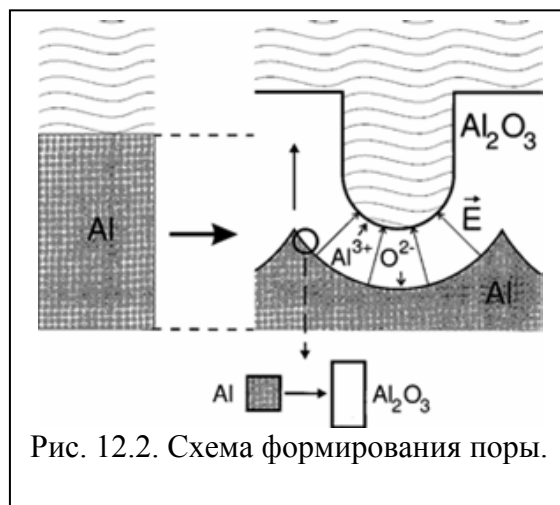


Рис. 12.2. Схема формирования поры.

для осаждения наноточек изображена на рис. 12.1-

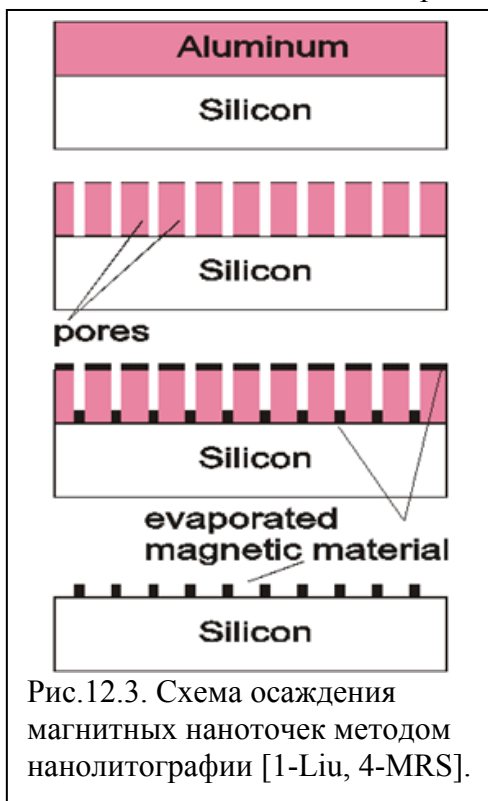


Рис.12.3. Схема осаждения магнитных наноточек методом нанолитографии [1-Liu, 4-MRS].

12.3 [1-Liu]. На рис. 12.1 изображена схема и внешний вид прибора для анодирования алюминия и получения пористой окиси алюминия. Для этого используется обычная установка для электрохимической полировки. Вариацией условий анодизации: электролиты (оксаловая, фосфорная, серная кислоты), напряжение и т.д., можно добиться различного размера пор. Механизм формирования пор схематично изображен на рис. 12.2. В электрохимическом процессе анодизации алюминий превращается в окись алюминия. Процесс идет интенсивнее в области пор, поскольку именно там градиент потенциала выше. Вследствие конкуренции электрических и механических сил, поры имеют тенденцию формирования *гексагональной, плотноупакованной структуры* [2-Mas,3-Jes].

Нанолитография с пористой окисью алюминия. Схема получения магнитных наноточек изображена на рис.12.3. Описанным выше методом из Al нанесенного на Si-подложку создается слой Al_2O_3

играющий роль пористой маски. Через образованные путем анодизации поры в Al_2O_3 производится осаждение магнитного материала, скажем с помощью испарения. Таким образом можно получить массив магнитных наноточек, покрывающий площадь более 1 см^2 . [1-Liu,4-MRS].

Если вместо кремниевой подложки использовать химически более активный материал, то такую подложку на конечном этапе формирования маски можно растворить и получить самоподдерживающуюся маску в виде мембраны. Эти мембраны затем можно использовать для нанесения магнитных нанопроволок и наноточек, рис. 12.4. Однако можно осадить наноточки через маску непосредственно на кремний.

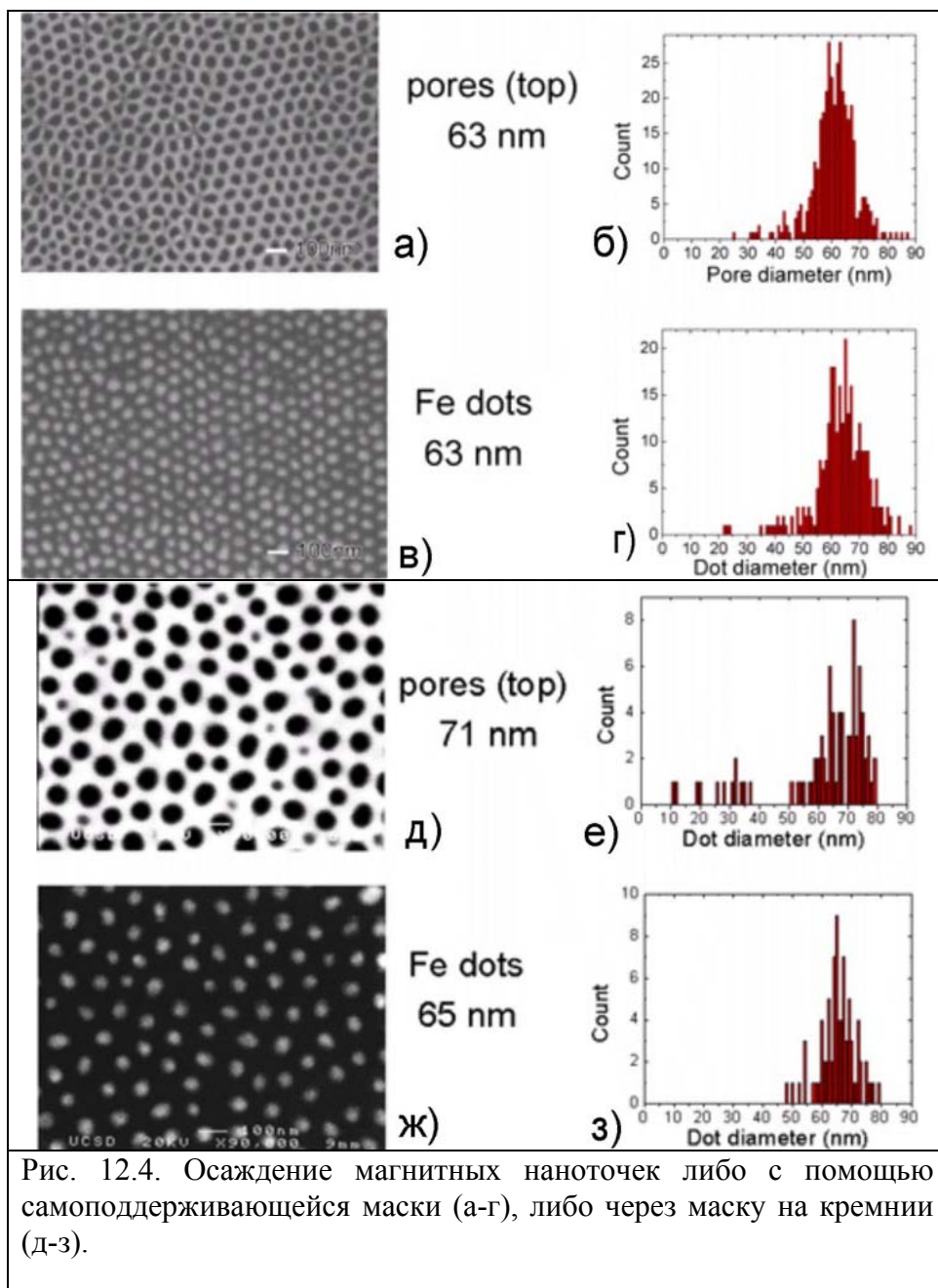


Рис. 12.4. Осаждение магнитных наноточек либо с помощью самоподдерживающейся маски (а-г), либо через маску на кремнии (д-з).

Намагниченность наноточек. Петли гистерезиса, полученные СКВИД-методом, для наноточек различных размеров приведены на рис. 12.5. Толщина (высота) точек была около 20 нм. Диаметр в интервале 33 нм – 65 нм. Видно, что с ростом поперечного размера частиц коэрцитивная сила уменьшается. В диапазоне диаметров от 30 до 100 нм

происходит переход от монодоменной структуры к вихревой или вортексной (vortex)

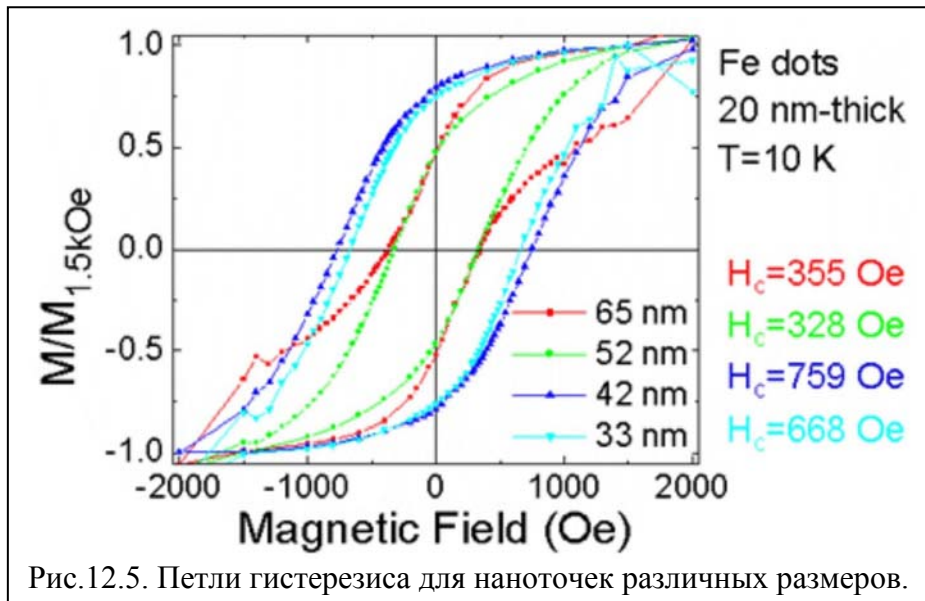


Рис.12.5. Петли гистерезиса для наноточек различных размеров.

получено методом магнитосилового микроскопии (МСМ, глава VII) [5-Shinjo[107]]. Поскольку МСМ чувствительна к изменению вертикальной составляющей намагниченности M_z , то в МСМ изображениях вихревая структура появляется в виде контраста в центре наноточки, где МСМ детектирует наибольшее изменение поля рассеяния, вызванное вертикальной

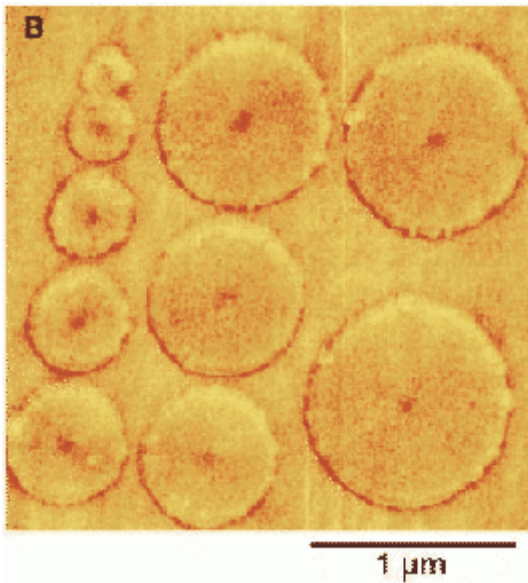


Рис. 12.6. МСМ изображение наноточек высотой 50 нм и различного диаметра от [5-107].

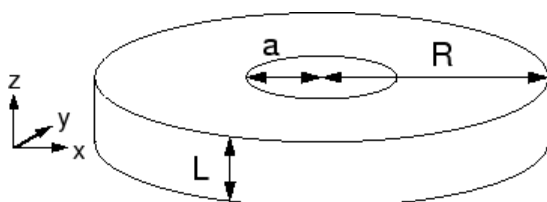


Рис. 12.7. Геометрия цилиндрической наноточки.

микромагнитной структуре. Петли более прямоугольны ($M(H=0)/M_s$ больше) при меньших толщинах за счет антиферромагнитного обменного взаимодействия с собственным окислом на поверхности. Прямое экспериментальное подтверждение существования вихревой структуры

компонентой M_z , как это видно из рис. 12.6. Латеральное разрешение в МСМ недостаточно для того, чтобы дать информацию о размере ядра вихря. Для этого используются методы спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии [6-108] и лорентцевской просвечивающей электронной микроскопии (ЛПЭМ, глава VII) [7-109].

Теория и численное моделирование микромагнитной структуры наноточек.

Аналитическая модель микромагнитной структуры наноточек, т.н. модель жесткого вихря, была предложена Усовым [7-113, 8-114]. Согласно этой модели наноточка состоит из двух цилиндрических областей, рис. 11.7, центральной радиусом $r < a$, и внешней $a < r < R$. Вертикальная компонента намагниченности всюду равна нулю, за исключением центральной области, являющейся ядром вихря. Распределение намагниченности в отсутствие внешнего магнитного поля, $H_{ext} = 0$, получается исходя из вариационного принципа минимизации полной энергии (обменная плюс магнитостатическая). В результате получены следующие соотношения. Для $r < a$:

где r, φ – полярные координаты.

$$M_x = -\frac{2ar}{a^2+r^2} \sin \varphi \quad (11.1)$$

$$M_y = \frac{2ar}{a^2+r^2} \cos \varphi \quad (11.2)$$

$$M_z = \sqrt{1 - (M_x^2 + M_y^2)} \\ = \sqrt{1 - \frac{2ar}{a^2+r^2}} \quad (11.3)$$

Для внешней области $r > a$:

$$M_x = -\sin \varphi \quad (11.4)$$

$$M_y = -\cos \varphi \quad (11.5)$$

$$M_z = 0 \quad (11.6)$$

Радиус ядра дается выражением

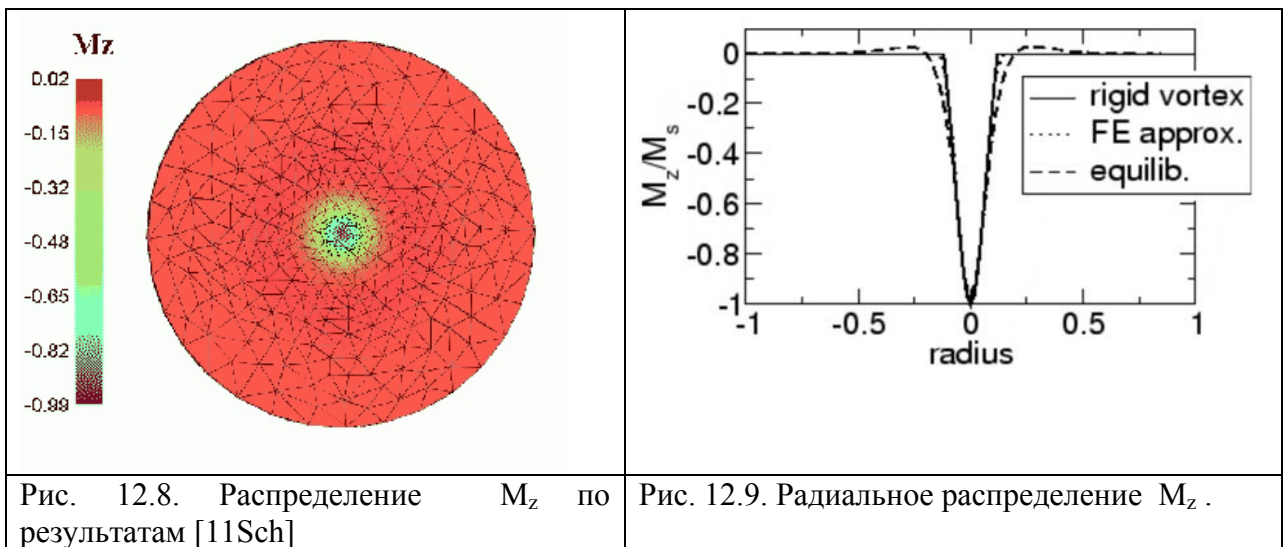
$$a = \left(\frac{l_{ex}^2 R}{12\kappa g} \right)^{1/3}, \quad (11.7)$$

где обменная длина l_{ex} имеет вид:

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{A}{\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2}}, \quad (11.8)$$

κ – численная константа ([8-113]) и $g = R/L$ и L высота наноточки.

Различный вид l_{ex} (11.8) и $\delta_0 = (A/\langle K \rangle)^{1/2}$ в (9.2) обусловлен тем, что анизотропией при рассмотрении микромагнетизма наноточек можно пренебречь. Анизотропия играет большую роль в распределении магнитных моментов для частиц с размерами около и более сотен нанометров [10-Cow], на уровне десятков нанометров микромагнитная структура в основном определяется обменным и магнитостатическим взаимодействием. Обменные силы заставляют магнитные моменты ориентироваться параллельно, магнитостатические силы противостоят образованию магнитных полюсов. Чем меньше образец, тем существеннее роль обменных сил, так что в точках размером в десятки



нанометров магнитные моменты почти параллельны. При больших размерах точек намагниченность конфигурируется таким образом, чтобы избежать формирования

полюсов на поверхности, что приводит к закручиванию магнитных моментов и формированию вихревой структуры.

Для пермаллоя $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ с типичными параметрами $M_s = 8 \times 10^5$ А/м, $\mu_0 M_s \approx 1$ Тл, обменная константа $A = 13 \times 10^{-12}$ Дж/м = 1.3×10^6 эрг/см, получаем $l_{ex} \approx 5.7$ нм и для $R=100$ нм и $L = 20$ нм получаем $a \approx 11$ нм.

Результаты численного моделирования показаны на рис. 12.8 и 12.9 [11-Sch]. На рис. 12.8. изображено распределение M_z , рассчитанное методом конечных элементов и которое показывает присутствие вихревого распределения в центре (латеральное распределение $M_{x,y}$ вне ядра также имеет вихревую структуру, но оно не показано из-за мелкого масштаба сетки, использованной в расчете). Радиальное распределение M_z (рассчитанное в приближении конечных элементов - FE approx.) на рис. 12.9 сопоставлено с предсказаниями модели жесткого вихря (rigid vortex) и с результатами расчетов релаксации магнитных моментов путем интегрирования уравнений Ландау-Лифшица [11-Sch]. Из этого рисунка видно, что имеется качественное и неплохое количественное согласие сопоставляемых методов расчета. Расхождение имеется в оценке диаметра вихря – модель релаксации магнитных моментов дает примерно на 50% больший размер ядра вихря. Помимо этого, эта модель предсказывает положительную составляющую намагниченности в области, прилегающей к ядру до $r \approx 50$ нм.

Теоретическая кривая гистерезиса. На рис. 12.10 показана теоретическая кривая гистерезиса. Для очень большого внешнего магнитного поля, ориентированного в

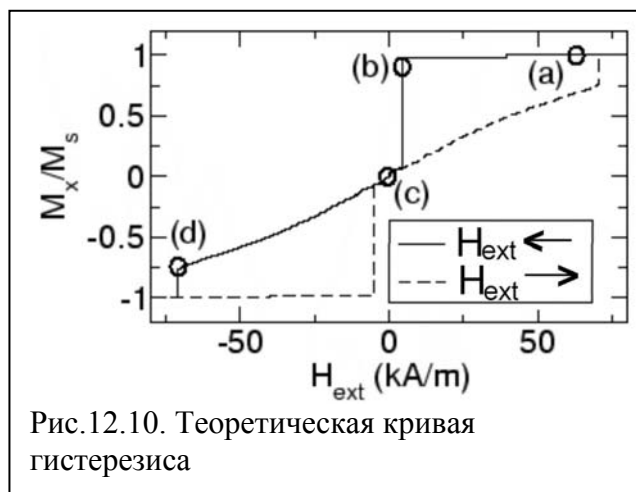


Рис.12.10. Теоретическая кривая гистерезиса

плоскости наноточки (точка (a)), микромагнитная структура однородна, магнитные моменты ориентируются вдоль поля, рис. 12.11(a). С уменьшением поля (сплошная линия на рис. 12.10) распределение магнитных моментов, под воздействием магнитостатического поля рассеяния, становится все более неоднородным. При дальнейшем уменьшении поля микромагнитная симметрия нарушается и развивается предвихревое “С” – состояние. При поле около 5 кА/м формируется вихревая конфигурация на

периферии, рис. 12.11(b), но вихрь быстро смещается в центральную область. Средняя намагниченность наноточки резко падает, точка (b) на рис.12.10. Когда $H_{ex} = 0$, то ядро вихря занимает центр и намагниченность становится также равной нулю, рис. 12.11c. При увеличении поля в отрицательную область ядро вихря выталкивается к периферии и при $H_{ex} = -70$ кА/м вихрь полностью исчезает (аннигилирует). Возникает второй скачок в петле гистерезиса, точка (d) на рис. 12.10.

Сопоставляя результаты расчетов и экспериментальные результаты можно сделать вывод, что аналитическая модель жесткого вихря хорошо описывает магнитную восприимчивость, распределение намагниченности и поле аннигиляции вихря для невысоких внешних полей в широком интервале диаметров наноточек [14-116,15-117,16-118, 17-119]. Экспериментально наблюдаемое поле зарождения вихря оказывается несколько более высоким, чем предсказываемое моделью жесткого вихря [18-120]. Это, по-видимому, связано с упрощенной С-формой зарождающегося вихря при реверсировании внешнего поля в круглых наноточках, принятой в этой модели.

Исследования показывают, что начальная восприимчивость, поле зарождения и поле аннигиляции вихря зависят от намагниченности насыщения M_s и масштабируются как

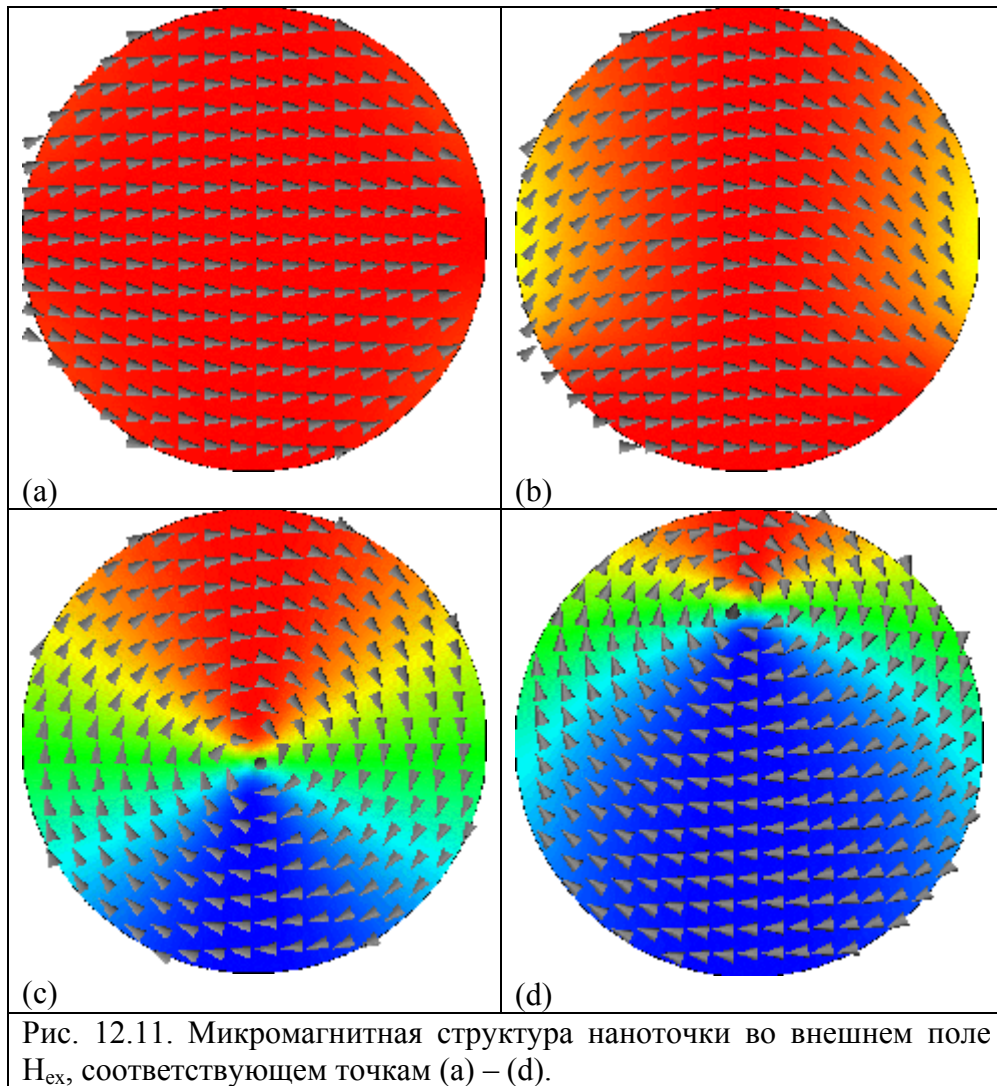


Рис. 12.11. Микромагнитная структура наноточки во внешнем поле H_{ex} , соответствующем точкам (a) – (d).

функции безразмерного параметра L/R [14-116,15-117].

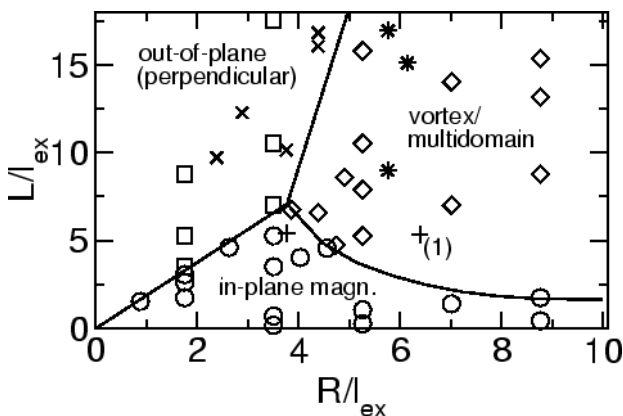
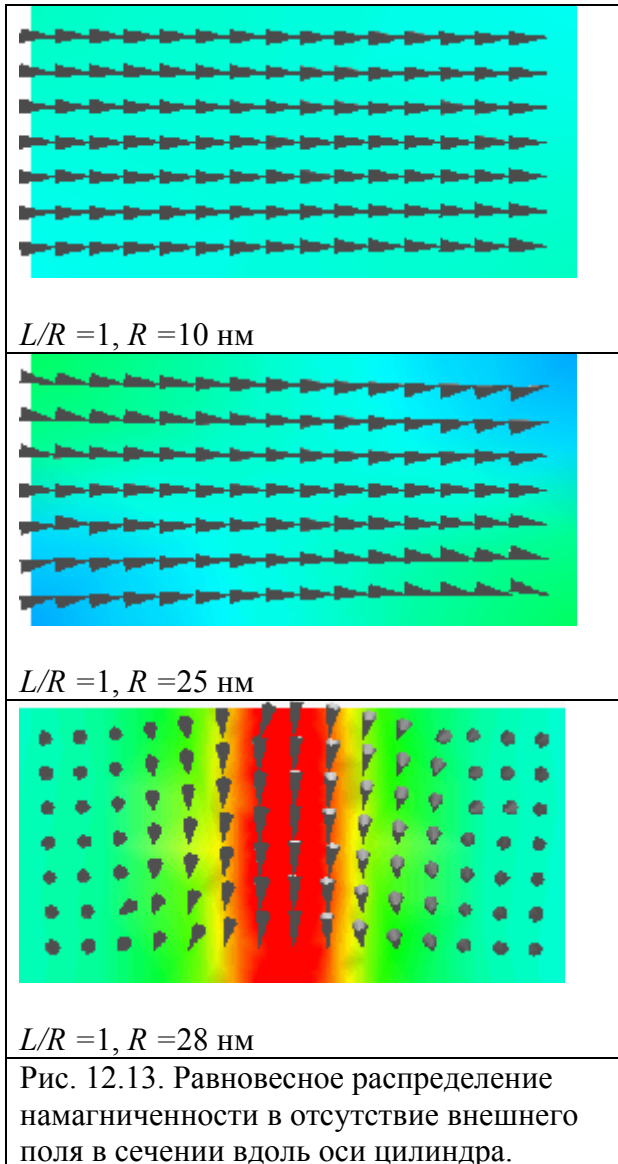


Рис.12.12. Фазовая диаграмма намагниченности в функции размеров наноточек, приведенных к обменной длине.

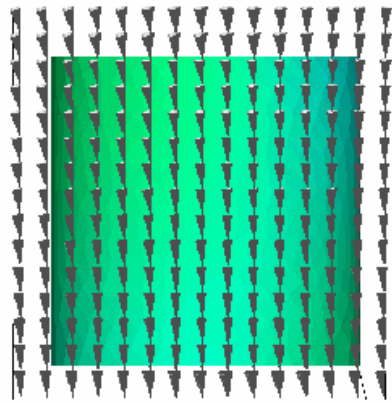
Фазовая диаграмма. Результаты по микромагнитной структуре наноточек можно обобщить в своего рода фазовой диаграмме, изображенной на рис. 12.12. Открытые символы изображают результаты расчетов методом конечных элементов [11-Sch]. Кружки (O) изображают состояния с наименьшей энергией и намагниченностью в плоскости, квадраты (□) – с перпендикулярной намагниченностью, ромбики (◇) – с вихревой или мультидоменной структурой.

Экспериментальные данные (Ross et al. [12-105]): (x) – перпендикулярная намагниченность, (+) – продольная (в плоскости) намагниченность, (*) – вихревая/мультидоменная намагниченность. Сплошные линии – аналитическая равновесная однодоменная модель (Metlov et al. [13-122]). Как видно из диаграммы, переход из намагниченности, ориентированной в плоскости, в вихревую достаточно резкий. Это связано с разрушением одной симметрии (однородной намагниченности) и формированием другой (цилиндрической симметрии). Линия, разделяющая продольную

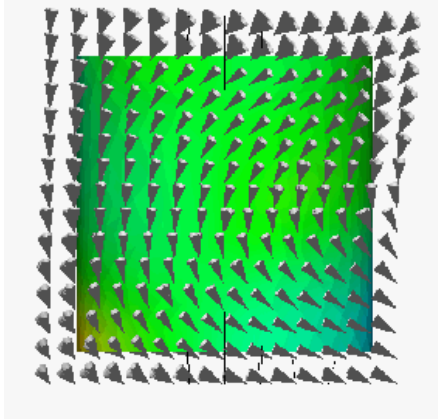


(in-plane) и поперечную (out-of-plane) намагниченности имеет наклон равный 1.8, который находится в соответствии с данными Ross et al. [12-105] и аналитическими расчетами [19-121]. Магнитооптические измерения кривой гистерезиса [20-110] также свидетельствуют о четкой границе между этими двумя режимами. Однодоменные частицы сохраняют высокую остаточную намагниченность и переключаются при очень низких полях, в то время как внезапная потеря намагниченности при уменьшении внешнего поля (рис. 12.10) свидетельствует о замыкании магнитного потока, характерного для вихревой конфигурации, рис. 12.13. Однако, переход из вихревого состояния в перпендикулярное намагничение не очень хорошо определен. Численные эксперименты показывают, что этот переход происходит плавно. С уменьшением размерного отношения L/R появляется нестабильность намагничения и возникает достаточно неоднородное распределение намагничения, рис. 12.14. Линия для перехода в состояние перпендикулярной намагниченности на рис. 12.12 проведена из условия $M_z/M_s = 0.75$. Несмотря на то, что задача не является двумерной (необходимо учитывать компоненту M_z), тем не менее, экспериментальные данные и результаты

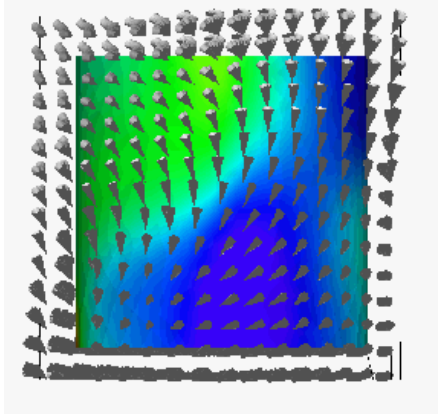
численного моделирования находятся в хорошем согласии с результатом аналитического расчета [13-122].



$L/R = 2, R = 10 \text{ нм}$



$L/R = 2, R = 25 \text{ нм}$



$L/R = 2, R = 40 \text{ нм}$

Рис. 12.14. Распределение намагниченности в наноточке с $L/R = 2$ в сечении через ось цилиндра.

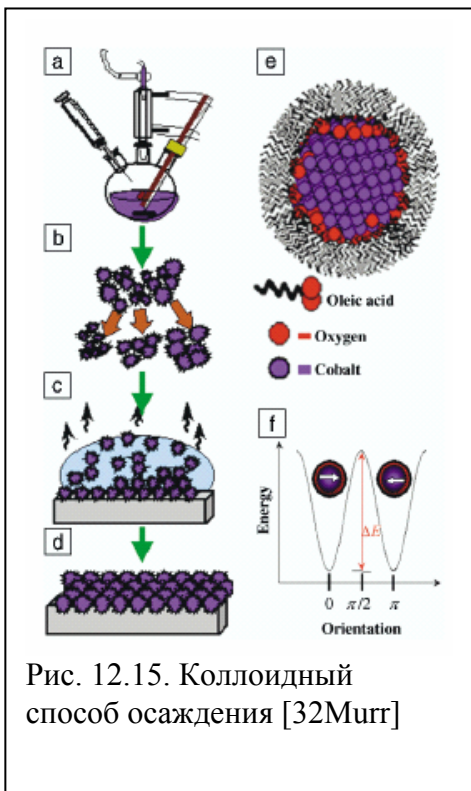


Рис. 12.15. Коллоидный способ осаждения [32Murr]

Магнетизм наночастиц (0D структуры)

Самоорганизованные суперрешетки магнитных частиц. Ансамбли магнитных наночастиц являются одним из типов систем магнитных наноточек и предметом активных исследований по тем же причинам, что и обсуждавшиеся выше наноточки, получаемые осаждением через пористые материалы.

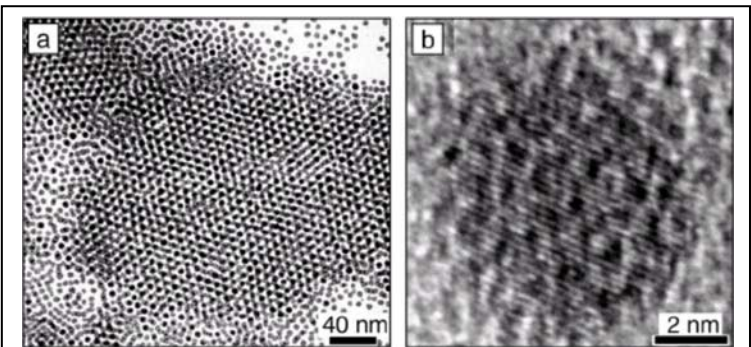


Рис. 12.16. (а) Изображение в ПЭМ с низким увеличением ансамбля нанокристаллов (6 нм) гпу Со; (б) ПЭМ высокого разрешения нанокристалла 7 нм гпу Со;

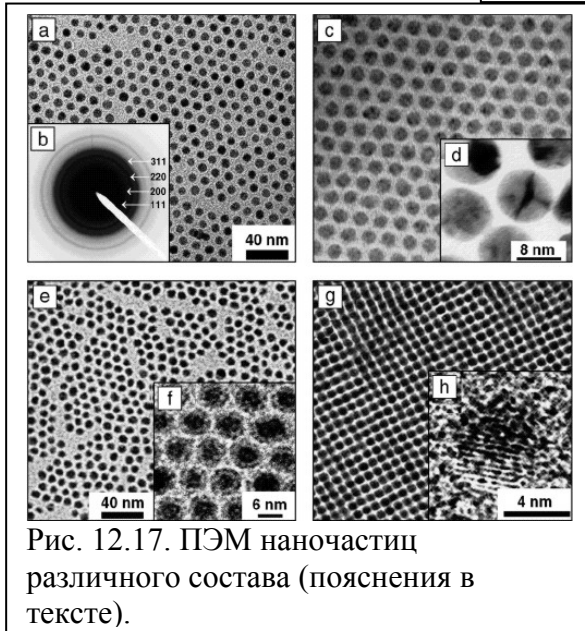


Рис. 12.17. ПЭМ наночастиц различного состава (пояснения в тексте).

Потенциально такие ансамбли могут найти ряд применений [22Sto-25Mor]: в качестве среды для магнитной записи высокой плотности [26-6Kos], в медицине, как датчики, усилители контраста в магниторезонансных методах и управляемые транспортеры лекарств [27-7Обзоры], в технике – как добавка в смазочный материал [28-5] и т.д. Исследуются различные способы получения таких ансамблей. Некоторые из способов обсуждаются ниже. Проблемы, которые призваны решить разрабатываемые методы – необходимо развить технологию малого размера наночастиц, с возможностью управлять размером и внутренней структурой, с высокой плотностью упаковки, монодисперсностью [29.8-31.10], высокой электрической и магнитной изоляцией,

требуемыми магнитными характеристиками, требуемыми механическими и антикоррозионными свойствами и т.д.

На рис. 12.15. схематично показан способ осаждения наночастиц из коллоида. Этот способ, по заверениям авторов [32Murr] позволяет получать ансамбли наночастиц частиц контролируемого размера, необходимой координацией поверхности, кристалличности, с монодисперсностью до 1 атомного слоя. Процесс осаждения включает преципитацию с

селекцией по размеру, самоорганизацию, формирование сверхрешетки. На рис. 12.15е изображена схема наночастицы с кристаллическим металлическим ядром, окисной поверхностью и монослойной «шубы» органического стабилизатора (сурфактанта). Магнитные свойства наночастицы определяются конкуренцией сильного, но короткодействующего, обменного взаимодействия и дальнедействующего дипольного взаимодействия между спинами, формирующего магнетик. Обрезание дальнедействующего дипольного взаимодействия приводит к (почти) параллельному выстраиванию спинов и формированию однодоменной микромагнитной структуры в наночастицах. Не вдаваясь в детали технологии [33.12-36.15], отметим, что вариацией условий осаждения добиваются либо осаждения наночастиц (не обязательно кристаллически бездефектных), либо нанокристаллов (кристаллически достаточно совершенных). На рис. 12.16 приведено изображение в просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ) ансамбля нанокристаллов (6 нм) гпу Co. На рис. 12.17 изображены ансамбли наночастиц четырех составов: (а) ПЭМ с низким увеличением 8 нм частиц сплава Co-Ni; (b) дифракционная картина показывает преимущественную гцк структуру наночастиц; (c) ансамбль многодвойниковых (mt) 8 нм гцк (fcc) наночастиц Co; (d) ПЭМ высокого разрешения более наглядно показывает mt-структуру; (e) ансамбль 6 нм частиц Fe; (f) более высокое разрешение показывает окисный слой; (g) ансамбль 6 нм частиц FePt; (h) изображение наночастицы FePt с высоким разрешением после отжига и формирования гранецентрированной тетрагональной решетки.

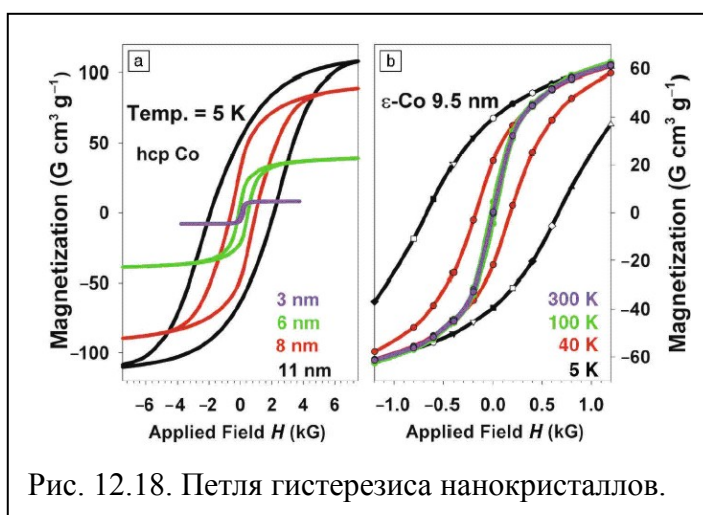


Рис. 12.18. Петля гистерезиса нанокристаллов.

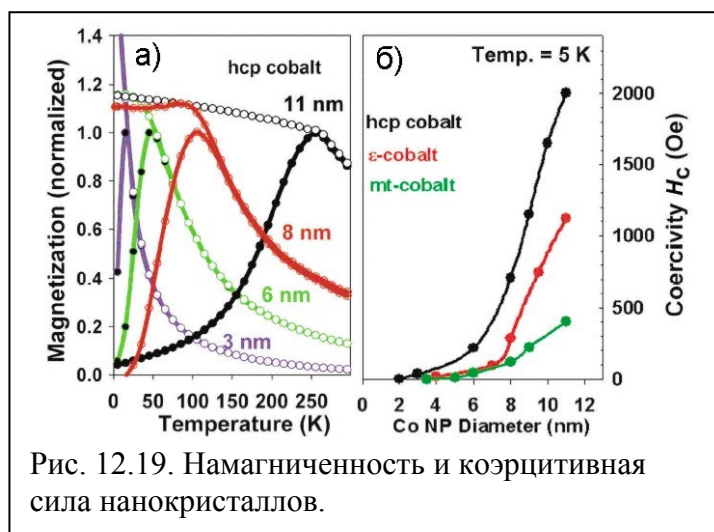


Рис. 12.19. Намагниченность и коэрцитивная сила нанокристаллов.

частиц 9.5 нм при T от 5K до 300 K. Коэрцитивность H_c уменьшается с уменьшением размера гцк-Co частиц, как это видно из измерений при T = 5 K, рис.12.18а. Резкий спад

Магнитные свойства. Все выше упоминавшиеся наночастицы (Co, Ni, Fe и сплавы) являются однодоменными, как и следовало ожидать из обсуждения в главе VII. Намагниченность M ансамбля невзаимодействующих однодоменных наночастиц после устранения насыщающего поля уменьшается со временем по закону $M(t) \propto \exp(-t/\tau)$, где $\tau = f_0^{-1} \exp(-KV/k_B T)$ (12.9) (см. главу 11), где $f_0 \sim 10^9-10^{10}$ Гц – т.н. частота попыток, K – коэффициент анизотропии, V – объем частицы. Т.е. изолированные ферромагнитные наночастицы подвержены влиянию тепловых флуктуаций как парамагнитные. В главе 10 отмечалось, что такого рода *последствие*, падение намагниченности, особенно проявляется при $KV \leq k_B T$. Это явление называется *суперпарамагнетизмом*.

На рис. 12.18 приведены петли гистерезиса для гпу-Co для T = 5 K и для диаметров от 3 до 11 нм. (а) и для ε-Co диаметром

намагниченности насыщения M при уменьшении размера частиц отражает усиление влияния поверхности по отношению к объему и присутствие 1-2 монослоя окиси Co . Из рис.12.18b видно, что увеличение тепловой энергии (температуры) уменьшает коэрцитивность, т.е. помогает переориентироваться частице вдоль поля. Это также характеризует *суперпарамагнитное* поведение частиц при $T > T_B$ (температура блокировки).

На рис. 12.19а) намагниченность в функции температуры показана для различных размеров наночастиц при охлаждении в присутствии небольшого поля (10 Э) (FC), и в отсутствии оною (ZFC). В FC (открытые значки) поле фиксирует намагниченность при понижении температуры. В ZFC образец охлаждался в отсутствии поля (при этом намагниченность была малой), а регистрировалась намагниченность при росте температуры в присутствии небольшого поля (сплошные значки). Видно, что теплота помогает выстраивать магнитные моменты вдоль поля, а при $T = T_B$ две кривые сливаются. На рис. 12.19б приведены коэрцитивные силы в функции размера частиц для различных модификаций кобальта.

Эти результаты демонстрируют возможности технологии самоорганизованных ансамблей монодисперсных наночастиц и оттеняют имеющиеся проблемы с коэрцитивностью наночастиц и суперпарамагнетизмом.

Цитированная литература

1. Kai Liu, J. Nogues, C. Leighton, H. Masuda, K. Nishio, I. V. Roshchin, and Ivan K. Schuller "Fabrication and Thermal Stability of Arrays of Fe Nanodots", *Applied Physics Letters* **81**, [4434](#) (2002).
2. H. Masuda and K. Fukuda, *Science* **268**, 1466 (1995).
3. O. Jessensky, F. Muller, U. Gosele, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1173 (1998).
4. *MRS Bulletin* **28** (7), [530](#) (2003).
5. 107 T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono, "Magnetic vortex core observation in circular dots of permalloy," *Science*, vol. 289, pp. 930-932, 2000.
6. 108 A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger, "Direct observation of internal spin structure of magnetic vortex cores," *Science*, vol. 298, pp. 577-580, 2002.
7. 109 M. Schneider, H. Hoffmann, and J. Zweck, "Magnetization reversal of thin submicron elliptical permalloy elements," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 257, pp. 1-10, 2003.
8. 113 N. A. Usov and S. E. Peschany, "Magnetization curling in a fine cylindrical particle," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 118, pp. L290-L294, 1993.
9. 114 N. A. Usov and S. E. Peschany *Fiz. Met. Metalloved (transl.: The Physics of Metals and Metallography)*, vol. 12, pp. 13-24, 1994.
10. R.P. Cowburn, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** (2000) R1–R16.
11. W. Scholz "Scalable Parallel Micromagnetic Solvers for Magnetic Nanostructures" Dissertation Doktors Tech Wissenschaften. Tech. Univ. Wien, Fakultät für Naturwissenschaften und Informatik, Wien, 2003, 149 p.
12. 105 C. A. Ross, M. Hwang, M. Shima, J. Y. Cheng, M. Farhoud, T. A. Savas, H. I. Smith, W. Schwarzacher, F. M. Ross, M. Redjal, and F. B. Humphrey, "Micromagnetic behavior of electrodeposited cylinder arrays," *Phys. Rev. B*, vol. 65, p. 144417, 2002.

13. 122 K. L. Metlov and K. Y. Guslienko, "Stability of magnetic vortex in soft magnetic nano-sized circular cylinder," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 242-245, pp. 1015-1017, 2002.
14. 116 K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, "Field evolution of magnetic vortex state in ferromagnetic disks," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, pp. 3848-3850, June 2001. 115 T. M. Hengstmann, D. Grundler, C. Heyn, and D. Heitmann, "Stray-field investigation in permalloy nanodisks," *J. Appl. Phys.*, vol. 90, pp. 6542-6544, December 2001.
15. 117 K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, "Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays," *Phys. Rev. B*, vol. 65, p. 024414, 2002.
16. 118 M. Schneider, H. Hoffmann, and J. Zweck, "Lorentz microscopy of circular ferromagnetic permalloy nanodisks," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, pp. 2909-2911, October 2000.
17. 119 A. Fernandez and C. J. Cerjan, "Nucleation and annihilation of magnetic vortices in submicron-scale Co dots," *J. Appl. Phys.*, vol. 87, pp. 1395-1401, February 2000.
18. 120 V. Novosad, K. Y. Guslienko, H. Shima, Y. Otani, K. Fukamichi, N. Kikuchi, O. Kitakami, and Y. Shimada, "Nucleation and annihilation of magnetic vortices in submicron permalloy dots," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 37, no. 4, pp. 2088-2090, 2001.
19. 121 A. Aharoni, "Upper bound to a single-domain behavior of a ferromagnetic cylinder," *J. Appl. Phys.*, vol. 68, pp. 2892-2900, 1990.
20. 110 R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, and D. M. Tricker, "Single-domain circular nanomagnets," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, pp. 1042-1045, August 1999.
21. C.B. Murray, S. Sun, H. Doyle, and T. Betley, Monodisperse 3d Transition-Metal (Co,Ni, Fe) Nanoparticles and Their Assembly into Nanoparticle Superlattices, MRS Bulletin, 2001, p. 985
22. E.C. Stoner and E.P. Wohlfarth, *Philos. Trans.R. Soc. London, Ser. A* **240** (1948) p. 599; F.E. Luborsky, *J. Appl. Phys.* **32** (1961) p. 171S; For a review, see J.L. Dormann, D. Fiorani, and E. Tronc, *Adv. Chem. Phys.* **98** (1997) p. 283; K. O'Grady, R.W. Chantrell, *Magnetic Properties of Fine Particles* (Elsevier, Amsterdam, 1992) p. 93.
23. A. Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism* (Oxford University Press, New York, 1996) p. 133.
24. L. Neel, *Ann. Geofis.* **5** (1949) p. 99; W.F. Brown, *Phys. Rev.* **130** (1963) p. 1677
25. S. Morup, in *Nanomagnetism*, edited by A. Hernando (Kluwer Academic Publishers, Boston, 1993) p. 93.
26. 6. E. Koster, in *Magnetic Recording Technology*, 2nd ed., edited by C.D. Mee and E.D. Daniel (McGraw-Hill, New York, 1996) p. 3.1.
27. 7. Обзоры: B. Bonnemain, *J. Drug Targeting* **6** (3) (1998) p. 167; Y. Okuhata, *Adv. Drug Deliv. Rev.* **37** (1-3) (1999) p. 121; Y.R. Chemla, H.L. Crossman, Y. Poon, R. McDermott, R. Stevens, M.D. Alper, and J. Clarke, *Proc. Natl.Acad. Sci. U.S.A.* **97** (26) (2000) p. 14268.
28. 5. E. Blums, A. Cebers, and M.M. Maiorov, *Magnetic Fluids* (Walter de Gruyter, New York, 1997) p. 343; R.E. Rosenwieg, *Ferrohydrodynamics* (Dover Publishing, New York, 1998); B.M. Berkovskii and V.G. Bashtovio, *Magnetic Fluids and Applications Handbook* (Begell House, New York, 1996)
29. 8. P.L. Lu, D.H. Charap, *IEEE Trans. Magn.* **30** (1994) p. 4230.
30. 9. D. Weller and A. Moser, *IEEE Trans. Magn.* **35** (1999) p. 4423
31. 10. S. Sun, D. Weller, and C.B. Murray, in *The Physics of High Density Magnetic Recording*, edited by M. Plumer, J. van Ek, and D. Weller (Springer-Verlag, New York) in press.

32. C.B. Murray, S. Sun, H. Doyle, and T. Betley, Monodisperse 3d Transition-Metal (Co,Ni, Fe) Nanoparticles and Their Assembly into Nanoparticle Superlattices, MRS Bulletin, 2001, p. 985
33. 12. S. Sun, C.B. Murray, and H. Doyle, in *Advanced Hard and Soft Magnetic Materials*, edited by M. Coey, L.H. Lewis, B.-M. Ma, T. Schrefl, L. Schultz, J. Fidler, V.G. Harris, R. Hasegawa, A. Inoue, and M. McHenry, (Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **577**, Warrendale, PA, 1999) p. 385.
34. 13. S. Sun and C.B. Murray, *J. Appl. Phys.* **85** (1999) p. 4325
35. 14. C.B. Murray, C.R. Kagan, and M.G. Bawendi, in *Annu. Rev. Mater. Sci.* **30** (2000) p. 545; C.B. Murray, C.R. Kagan, and M.G. Bawendi, *Science* **270** (1995) p. 1335.
36. 15. X. Peng, J. Wickham, and A.P. Alivisatos, *J. Am. Chem. Soc.* **120** (1998) p. 5343.

Вопросы

1. Каковы размеры магнитной точки? Методы получения наноточек?
2. В чем особенности микромагнитной структуры наноточек?
3. Основные теоретические методы расчета микромагнитной структуры наноточек? Модель жесткого вихря.
4. Особенности гистерезисной кривой магнитной наноточки.
5. Намагниченность в функции размеров наноточки (особенности фазовой диаграммы).
6. Методы получения упорядоченных ансамблей наноточек и нанокристаллов.
7. Магнитные свойства наноточек и нанокристаллов. Суперпарамагнетизм.