

УДК 669.25*31:548.24:537.611.3

Л. А. Боярский^{1,2}, А. К. Фадин²

¹ Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

² Институт неорганической химии
им. А. В. Николаева СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 3, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: boy@niic.nsc.ru

О ВИХРЕВЫХ СОСТОЯНИЯХ В НАНОРАЗМЕРНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ CoPt *

Природа вихревой магнитной структуры и линейного характера кривой намагничивания ферромагнитных нанокристаллов CoPt объясняются в рамках теории Дзялошинского – Мория. Форма кривой гистерезиса связывается с дефектами и примесями в решетке.

Ключевые слова: ферромагнитные нанокристаллы, вихревые магнитные структуры, взаимодействие Дзялошинского – Мория.

Введение

Интерес к возможным изменениям в свойствах вещества при уменьшении его размеров (и размерности) интересовал исследователей с незапамятных времен. Вряд ли будет преувеличением сказать, что именно этот интерес привел к рождению атомной физики. Однако по дороге от массивного вещества к атому мы попадаем в область наноразмерных объектов. Здесь свойства вещества оказались отличными от полученных при изучении массивных трехмерных образцов.

Известно, что при уменьшении размеров ферромагнитного образца примерно до 1 мкм разбиение магнитной структуры на домены оказывается энергетически невыгодным, образец переходит в однодоменное состояние. Намагничивание в этом случае происходит путем процессов вращения. Однако и это представление в ряде случаев оказывается несправедливым. К примеру, изучение магнитных свойств сверхтонких

пленок экваториального сплава CoPt, проведенное в [1], показало, что при намагничивании в поле, перпендикулярном поверхности пленки, в образце наблюдается вихревая структура цилиндрических магнитных доменов (ЦМД), а петля гистерезиса оказывается прямоугольной. Следует сразу упомянуть важное исследование магнетизма тонких, нанометровой толщины, пленок чистого кобальта, выполненного группой зарубежных исследователей [2]. Авторами обнаружена и изучена вихревая структура распределения магнитных моментов. В обеих цитированных работах были изучены также кривые намагничивания и петли гистерезиса. В теории существуют феноменологические подходы, описывающие магнитное поведение анизотропных ферромагнитных пленок. В применении к затронутым сплавам наибольший интерес представляет модель жесткого вихря, развитая А. Усовым [3]. В рамках этой модели элементарный магнитный домен состоит из двух областей с цилиндрической симметрией: внутренней

* Авторы благодарны А. А. Божкову за стимулирующие дискуссии.

с радиусом a и внешней с радиусом R . Вертикальная компонента намагниченности отлична от нуля лишь в центральной области, во внешней же области она равна нулю. Расчет пространственного распределения осуществляется исходя из вариационного принципа минимума энергии системы в отсутствие внешнего поля. В магнитном поле происходит формирование однородной микромагнитной структуры. Магнитные моменты частиц ориентируются по полю вплоть до насыщения момента образца. При уменьшении внешнего поля большая часть домена сохраняет прежнюю намагниченность, но на периферии происходит зарождение вихря. Таким образом, образец сохраняет почти постоянную намагниченность в довольно широком диапазоне полей. Когда внешнее поле приближается к нулю, вихрь выталкивается с периферии в центральную область, а намагниченность резко падает. Теперь же, если изменять поле в отрицательную область, вихрь снова вытеснится на периферию, и возникнет симметричная ситуация, описанная выше.

Исходные данные

В предыдущей работе [4] нами были приведены результаты исследования магнитных свойств конгломерата наноразмерных частиц эквиатомного сплава CoPt. Образец представлял собой ансамбль частиц размером от 20 до 60 нм, разделенных тонким слоем окиси кобальта, образовавшегося в процессе синтеза. С точки зрения магнитной структуры каждая частица должна быть однодоменной с магнитным моментом, перпендикулярным базисной плоскости. Из требования же общего минимума энергии векторы намагничивания отдельных частиц не должны быть параллельными, иначе суммарный вектор намагничивания образца в отсутствие внешнего поля не будет равен нулю. Эксперимент показал, что основная (первичная) кривая намагниченности образца представляет собой прямую линию, выходящую из начала координат. Это означает, прежде всего, что в отсутствие внешнего поля говорить об однодоменном состоянии сплава, несмотря на наноразмеры частиц, не приходится. Линейный характер намагничивания нуждался в объяснении. Измерения в изменяющихся полях выявили необратимый характер намагничивания. Сброс поля

приводил к появлению остаточной намагниченности со значением, близким к исходной намагниченности на момент выключения поля. Включение поля возвращало магнитный момент в точку, в которой поле выключалось, линейный характер намагничивания при увеличении поля продолжался. Полная коммутация поля позволяла получать петлю гистерезиса, близкую к прямоугольной. Измерения магнитного момента в полях до 5 Тл выявили стремление намагниченности к насыщению. По-видимому, при соответствующем увеличении поля заканчивался процесс «опрокидывания» векторов намагничивания, но общее направление магнитного момента не соответствовало направлению поля. Ясно, что далее должен был развиваться обычный процесс необратимого вращения магнитного вектора образца. Заметим также, что все частные петли гистерезиса были подобны. Графики на рис. 1, 2 иллюстрируют эти результаты. Следует заметить, что эксперименты, проведенные нами недавно, на аналогичных образцах эквиатомного сплава CoPd, а также чистого кобальта, привели к сходным результатам. Для объяснения всех этих наблюдений как раз и была привлечена феноменологическая модель жесткого вихря Усова.

Еще одно замечание. Гранулы содержат конечное число наночастиц сплава. В поле гранулы могут ориентироваться, образуя своеобразную текстуру, которая оказывается замороженной силами пиннинга. Однако даже небольшое оппозитное поле приводит к переориентации моментов гранул на 180° .

Любопытный эксперимент был проведен совсем недавно (В. Далецкий, частное сообщение). Некоторое количество гранул было «вморожено» в парафин, так что их подвижность стала ограничена. В этом случае кривые намагничивания и петли гистерезиса были аналогичны кривым для хорошо известных обычных магнетодиэлектриков – ферромагнитных порошков, впрессованных в диэлектрическую матрицу. Размерный эффект в этом случае оказывается размытым.

Генезис вихревых структур

Для более глубокого понимания магнитных явлений следует обратиться к работе А. Косевича и соавт. [5], в которой описана теоретическая модель возникновения нели-

нейных коллективных возбуждений солитонного типа в легкоплоскостном магнетике. Такие структуры, представлявшие собой вихревые образования, обнаружены экспериментально [6; 7]. Примечательно, что

возникновение вихрей происходит при понижении температуры ниже точки Кюри. При этом характер фазового перехода соответствует теории переходов Березинского – Костерлица – Таулесса.

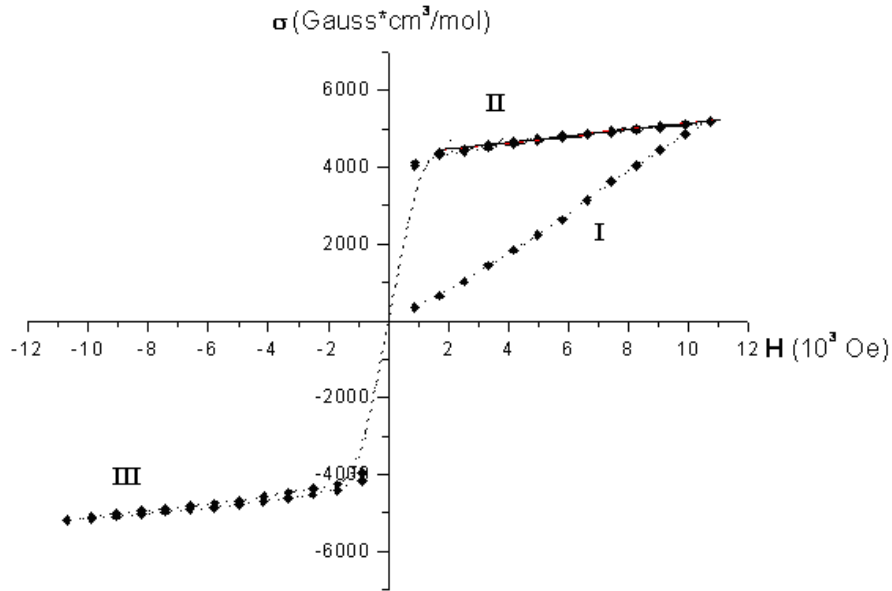


Рис. 1. Намагниченность ансамбля наночастиц CoPt [4]

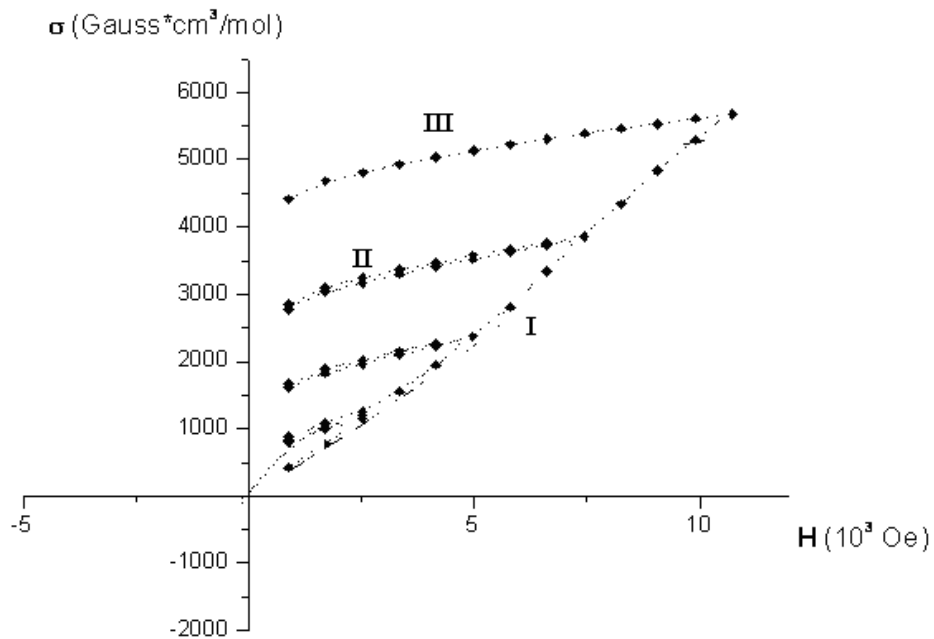


Рис. 2. Ступенчатое намагничивание ансамбля наночастиц CoPt [4]

Характерно, что описанные в цитируемой статье [5] спиральные структуры встречаются не только в магнетиках, но также и в системах с орбитальными зарядовыми волнами, например в TiSe_2 . Теоретически подобного рода спиральные (хиральные) структуры рассмотрены в работе [8]. Экспериментально переход Березинского – Костерлица – Таулесса недавно был обнаружен и изучен в тонких сверхпроводящих пленках при сверхнизких температурах [9].

Эти, а также ряд других экспериментов показали, что в анизотропных средах с пониженной размерностью могут индуцироваться вихревые структуры. Нас, однако, интересует вопрос о характере взаимодействия, приводящего к возникновению таких структур. Здесь следует обратиться к смежной области учения о магнетизме. Сначала И. Дзялошинский [10], а затем Т. Мория [11] решали задачу о происхождении явления слабого ферромагнетизма в антиферромагнетиках. Анализ групп симметрии соответствующих кристаллов, учет анизотропии обменного и спин-орбитального взаимодействий привели исследователей к выводу о возникновении дополнительного вклада в энергию. Это явление получило название взаимодействия Дзялошинского – Мория. Выводы теории оказались плодотворными для решения широкого круга задач в физике магнитных явлений. Характерно, что практически во всех случаях речь идет о системах пониженной размерности или же кристаллов с определенной группой симметрии, в том числе ансамблей нанокристаллов.

Для описания магнетизма наночастиц сплава CoPt нам представляется логичным привлечь публикацию А. Бутенко и соавт. «Теория вихревых состояний в магнитных нанодисках с учетом индуцированного взаимодействия Дзялошинского – Мория» [12]. В этой работе авторы исходили из следующей записи гамильтониана:

$$w = A \sum_{i,j} \left(\frac{\partial m_j}{\partial x_i} \right)^2 - \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} - \frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_m + K_u (\mathbf{m} \cdot \mathbf{a})^2 + w_D.$$

Здесь \mathbf{m} – единичный вектор намагничивания $\mathbf{M} = M_s \mathbf{m}$; M_s – намагниченность насыщения; A – обменная константа; K_u – константа анизотропии, \mathbf{a} – постоянная решетки; \mathbf{H} – внешнее магнитное поле; \mathbf{H}_m – поле рассея-

ния. Энергия Дзялошинского – Мория w_D , как и в оригинальной статье Дзялошинского, описывается при помощи инвариантов Лифшица, линейными относительно пространственных производных намагниченности:

$$L_{ij}^{(k)} = m_i \frac{\partial m_j}{\partial x_k} - m_j \frac{\partial m_i}{\partial x_k}.$$

Вид последнего члена гамильтониана

$$w_D = D \left(L_{zx}^{(y)} - L_{zy}^{(x)} \right),$$

Здесь D – поле Дзялошинского, $|D| / D_0 > 4/\pi = 1,273$ – значение этого поля, приводящее к трансформации слоистой структуры в вихревое состояние.

Конкретный вид энергии w_D , таким образом, существенно зависит от группы симметрии рассматриваемого объекта. Дополнительный, последний член гамильтониана возникает как следствие учета всех возможных вкладов в энергию.

Равновесная конфигурация магнитного момента, как обычно, находится минимизацией гамильтониана совместно с уравнениями магнитостатики. Решение было получено в виде структуры четырех вихревых состояний (рис. 3). Соотношения между этими состояниями зависели от группы симметрии кристалла, констант магнитной анизотропии, а также от конкретного вида энергии Дзялошинского – Мория.

В применении к ферромагнитному случаю решение можно представить как систему антифазных доменов. Каждый домен представляет собой вихревое образование с нулевым моментом в базисной плоскости и с конечной величины моментом в перпендикулярном направлении (легкая ось). Процесс намагничивания, таким образом, происходит аналогично намагничиванию двухподрешеточного антиферромагнетика в параллельном оси подрешеток поле. Разница в нашем случае заключается в том, что здесь намагничивание оказывается необратимым. Трансформация доменов зависит от внешнего поля и от предыстории воздействия этого поля на кристалл. В нашем случае это экспериментально подтверждается линейным возрастанием намагниченности с полем.

В работе [12] отсутствует учет неоднородности структуры реального кристалла, наличие центров пиннинга. Эти обстоятельства обеспечивают необратимость процес-

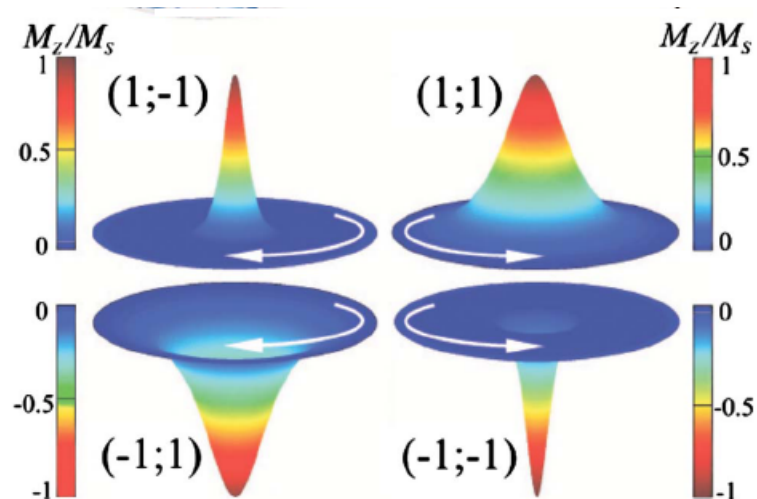


Рис. 3. Четыре возможных вихревых состояния, характеризуемые индексами полярности $p = \pm 1$ и хиральности $c = \pm 1$ [12]

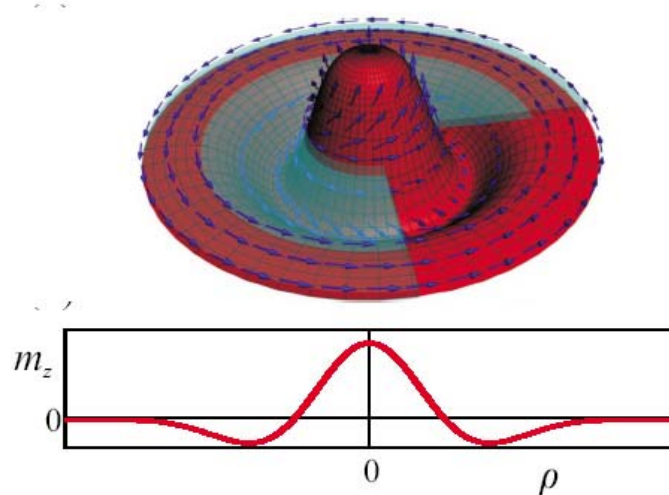


Рис. 4. Схематическое представление вихревого состояния с $D < 0$ и распределение профиля намагниченности [12]

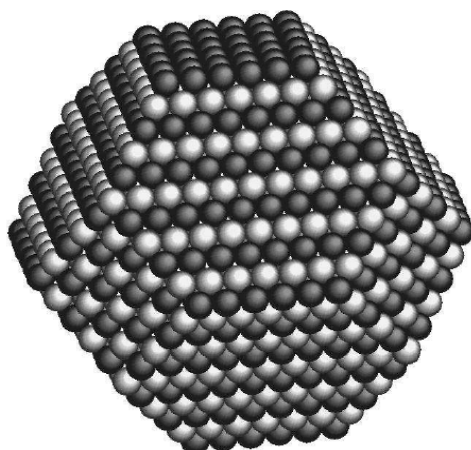


Рис. 5. Модель слоистой структуры сплава CoPt [16]

сов намагничивания ферромагнетиков. Однако в целом картина отклика системы на изменяющееся внешнее магнитное поле описывается более или менее правильно. Можно с уверенностью сказать, что именно анизотропное взаимодействие Дзялошинского – Мория несет главную ответственность как за возникновение вихревой структуры в нанокристаллах эквиатного сплава CoPt, так и за особенности процессов намагничивания данного сплава. По-видимому, эти соображения имеют отношение и к другим близким по морфологии ферромагнитным нанобъектам, что подтверждается полученными недавно данными на образцах чистого кобальта и сплавов CoPd, синтезированных по сходной, как и для CoPt, технологии. Что же касается влияния дефектов структуры на процессы намагничивания магнитных нанопленок, то в работе [13] этот вопрос был рассмотрен достаточно подробно. В цитируемой работе рассмотрено взаимодействие движущихся под воздействием внешнего поля вихрей с двумя типами точечных дефектов – «пиннирующих» и «отражающих». В рамках феноменологического, качественного расчета описываются особенности процессов намагничивания в данной конфигурации.

Рассмотренный выше подход в теории оказался, таким образом, выходящим за пределы локальной задачи о слабом ферромагнетизме антиферромагнетиков. Разработанный формализм в настоящее время успешно применяется для решения самых разнообразных задач в теории магнетизма. Для нас, как следует из изложенного, наибольший интерес представляет работа [12], посвященная теории магнитного поведения квазидвумерной магнитной структуры в поле, перпендикулярном плоскости пленки.

Следует заметить, что совсем недавно появилась теоретическая работа [14], в которой вихревая структура была получена методом, отличным от примененного в работе [12], но также с использованием представления о взаимодействии Дзялошинского – Мория. Аналитически и численными методами исследована фазовая диаграмма одномерного изотропного фрустрированного ферромагнетика. Коэффициент фрустрации вводится как отношение обменной энергии со вторыми и первыми соседями

вдоль оси кристалла: $\alpha = J_2/|J_1|$. Показано, что в области значений этого коэффициента от 0,25 до 0,5 равновесной оказывается хиральная (вихревая) фаза. Любопытно, что этот результат совпадает с решением задачи о возникновении геликоидальной структуры в антиферромагнетиках, изложенной в монографии Дж. Смарта [15].

Заключение

Таким образом, магнитное поведение наноразмерных образцов эквиатного сплава CoPt может быть объяснено не только в рамках феноменологической модели Усова, но и на микроскопической модели, использующей представление о взаимодействии Дзялошинского – Мория. Для того чтобы снять последние сомнения о применимости теории, созданной для описания свойств тонких магнитных пленок, к объектам иной геометрии, достаточно обратиться к представленной на рис. 5 модели изучаемого нами сплава, как известно, представляющего собой чередующиеся слои кобальта и платины.

Видно, что образец представляет собой конгломерат одноатомных плоскостей кобальта, разделенных немагнитными плоскостями платины. Поведение такой системы, по-видимому, вполне может быть подобно наблюдаемому в антиферромагнитных системах, что и подтверждается экспериментально. Однако, поскольку исходный сплав ферромагнитен, это обстоятельство приводит к гистерезисным явлениям.

Список литературы

1. Ким П. Д., Турпанов И. А., Столяр С. В., Исхаков Р. С., Юшков В. И., Бетенькова А. Я., Ли Л. А., Бондарева Е. В., Исаева Т. Н., Карпенко М. М. Перпендикулярная магнитная анизотропия в монокристаллических пленках Co₅₀Pt₅₀/MgO (100) // ЖТФ. 2004. Т. 74, № 4. С. 53–57.
2. Cebollada A., Garcia-Martin J. M., Clavero C., Balcells L., Estrade S., Arbiol J., Peiro F., Smith C., Clarke R., Martinez L., Huttel Y., Roman E., Telling L. D., Laan G. van der. Growth and Magnetic Characterization of Co Nanoparticles Obtained by Femtosecond Pulsed Laser Deposition // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79. No. 014414.

3. Усов Н. А., Песчаный С. Е. Вихревое распределение намагниченности в тонком ферромагнитном цилиндре // ФММ. 1994. Т. 78, № 6. С. 13–24.
4. Боярский Л. А., Далецкий В. А., Корнев С. В., Фадин А. К., Филатов Е. Ю., Шубин Ю. В. Магнетизм ансамбля наночастиц эквивалентного сплава CoPt // Вестн. Новосибир. гос. ун-та. Серия: Физика. 2010. Т. 5, вып. 1. С. 56–60.
5. Косевич А. М., Воронов В. П., Манжос И. В. Нелинейные коллективные возбуждения в легкоплоскостном магнетике // ЖЭТФ. 1983. Т. 84, вып. 1. С. 148–159.
6. Бессергенов В. Г. О нелинейных коллективных возбуждениях в диспрозии и их вкладе в намагниченность // ФТТ. 1984. Т. 26. С. 879–881.
7. Боярский Л. А. Особенности магнитного упорядочения в тяжелых редкоземельных металлах // ФНТ. 1996. Т. 22, № 8. С. 912–919.
8. Wezel J. van. Chirality and Orbital Order in Charge Density Waves // ArXiv 2011. Cond-mat. 1106.1930. Vol. 1.
9. Постолова С. В., Миронов А. Ю., Батурина Т. И. Ширина резистивной области перехода в сверхпроводящее состояние пленки нитрида титана // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2011. Т. 6, вып. 2. С. 50–56.
10. Dzyaloshinsky I. A Thermodynamic Theory of «Weak» Ferromagnetism of Antiferromagnetics // J. Phys. Chem. Solids. 1958. Vol. 4. P. 241–255.
11. Moriya T. Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism // Phys. Rev. 1960. Vol. 120. P. 91–98.
12. Butenko A. B., Leonov A. A., Bogdanov A. N., Röbber U. K. Theory of Vortex States in Magnetic Nanodisks with Induced Dzyaloshinskii – Moriya Interactions // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 80. No. 134410.
13. Apolonio F., Mouro-Melo W., Crisafulli F., Pereira A., Silva R. A Model for Structural Defects in Nanomagnets // Arxiv. 2008. Cond-Mat. 0908.2986. Vol. 1.
14. Vahedi J., Mahdaviifar S. 1D Frustrated Ferromagnetic Model with Added Dzyaloshinskii – Moriya Interaction // Arxiv. 2011. Cond-Mat. 1105.1442. Vol. 1.
15. Смарт Дж. Эффективное поле в теории магнетизма. М.: Мир, 1968. 271 с.
16. Rohart S., Tournus F., Dupuis V. Chemical Order and Size Effects on the Magnetic Anisotropy of FePt and CoPt Nanoparticles // ArXiv. 2011. Cond-Mat. 1105.6292.

Материал поступил в редколлегию 12.07.2011

L. A. Boyarsky, A. K. Fadin

ON THE VORTEX STATES IN A NANOSCALE FERROMAGNET CoPt

The nature of the vortex magnetic structure and the linear character of the magnetization curve of the ferromagnetic CoPt nanocrystals are explained in the framework of the Dzyaloshinskii – Moriya theory. The shape of the hysteresis curve associated with the defects and impurities in the lattice.

Keywords: ferromagnetic nanocrystals, vortex magnetic structures, Dzyaloshinskii – Moriya interaction.