

# Изучение магнитных корреляций в наноструктурных ферромагнетиках методом корреляционной магнитометрии

Р. С. Исхаков<sup>1)</sup>, В. А. Игнатченко, С. В. Комогорцев, А. Д. Балаев

Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отд. РАН  
660036 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 16 октября 2003 г.

Предложена экспериментально-теоретическая методика определения из обратимой части кривой намагничивания наноструктурных ферромагнетиков (нанокристаллических или аморфных) размеров стохастических доменов, самопроизвольно образующихся в спиновой системе этих материалов, а также эффективной анизотропии в этих магнитно-скоррелированных областях. Методика основана на наблюдении в низкополевой части интегральной кривой намагничивания зависимости  $\Delta M \sim H^{-2}$ .

PACS: 75.30.Gw, 75.50.Kj, 75.60.-d

1. Нанокристаллические и аморфные ферромагнетики относятся к классу наноструктурных материалов, изучение которых в настоящее время имеет научный и прикладной аспекты. Актуальным здесь считается установление связи между макроскопическими и микроскопическими параметрами. Для наноструктурных ферромагнетиков эта связь описывается моделью случайной анизотропии [1–4], в которой спиновая система ферромагнетика определяется следующими микроскопическими параметрами: обменным взаимодействием  $A$ , намагниченностью  $M_s$ , локальной анизотропией  $K$  и областью однородной ориентации этой анизотропии  $2R_c$ . Считается, что легкие оси локальной анизотропии в отдельных зернах (кластерах) ориентированы случайным образом. (Случаи пространственной неоднородности величины анизотропии, обмена и намагниченности также рассмотрены, см., например, [2].) Характерной особенностью данной модели является неустойчивость ферромагнитного состояния по отношению к действию сколь угодно слабой случайной анизотропии при размерности системы  $d \leq 4$  даже при нулевой температуре, что полностью аналогично разрушению дальнего ферромагнитного порядка в модели случайного поля [5]. В обоих случаях ферромагнитный порядок реализуется на характерных длинах магнитной ориентационной когерентности  $2R_L$  ( $R_L \gg R_c$ ). Обе модели предсказывают увеличение длины магнитных корреляций с уменьшением корреляционной длины случайных возмущений. Таким образом, магнитную структуру наноструктурных ферромагнетиков можно представить ансамблем стохастических доменов (размером  $2R_L$ ), для которых справедли-

во приближение, аналогичное приближению обменно-независимых кристаллитов в поликристаллах. Это хорошо известное приближение широко использовалось как для расчета таких макроскопических параметров, как коэрцитивная сила, восприимчивость, остаточная намагниченность в области необратимого хода кривой намагничивания (начиная с работы [6]), так и при расчете закона приближения намагниченности к насыщению, используемого для определения из обратимой кривой намагничивания микроскопической анизотропии  $K$  (начиная с работ [7, 8]). В работе [9] показано, что такое описание действительно адекватно наноструктурным ферромагнетикам: была измерена зависимость коэрцитивной силы  $H_c$  от размера зерна –  $H_c \sim R_c^6$ , что эквивалентно оценке макроскопической анизотропии в стохастическом домене как  $K(R_c/R_L)^{3/2}$ , а его размера как  $R_L \sim A^2/K^2R_c^3$ .

Отметим, что очень важно знать величину  $R_L$ . К сожалению, возможности экспериментального определения длины магнитной корреляции на сегодняшний день ограничены. Основным экспериментальным методом считается изучение малоуглового нейтронного рассеяния. Этим методом в работе [10] была измерена как величина  $L_m = 2R_L$ , так и зависимость  $L_m$  от размера зерна  $D = 2R_c$  для наноструктурного Fe, а в работе [11] измерена величина  $L_m$  и ее зависимость от внешнего поля  $H$  для аморфного сплава TbFe<sub>2</sub>.

Целью нашей работы является демонстрация возможности измерения длины магнитных корреляций  $R_L$  в наноструктурных ферромагнетиках, а также макроскопической анизотропии в этих областях на такой общедоступной установке, как магнитометр.

<sup>1)</sup>e-mail: rauf@iph.krasn.ru

2. Приведем теоретическое обоснование предлагаемой экспериментальной методики. В неоднородных ферромагнетиках, характеризующихся локальной магнитной анизотропией любого происхождения и симметрии, закон приближения намагниченности к насыщению записывается в виде

$$\langle M_z \rangle / M_s \approx 1 - d_m(H), \quad (1)$$

где  $d_m$  – нормированная математическая дисперсия поперечных компонент намагниченности [2]:

$$d_m = \frac{\langle M_{\perp}^2 \rangle}{M_s^2} = (aH_a)^2 \cdot \int \frac{S(k)d^3k}{((2A/M_s)k^2 + H)^2}. \quad (2)$$

Здесь  $H_a = 2K/M_s$  – поле локальной анизотропии,  $a$  – симметричный коэффициент, равный для одноосной анизотропии  $1/15^{1/2}$ ,  $S(k)$  – нормированная спектральная плотность корреляционной функции  $K(r)$  ориентации осей локальной анизотропии.

Если в качестве моделирующей корреляционной функции выбрать экспоненту  $e^{-r/R_c}$ ,

$$d_m = \frac{(aH_a)^2}{H^{1/2} \cdot (H_R^{1/2} + H^{1/2})^3}. \quad (3)$$

Здесь  $H_R = 2A/M_s R_c^2$  – корреляционное поле, которое мы будем, по причинам, изложенным ниже, называть “верхним” корреляционным полем,  $R_c$  – корреляционный радиус неоднородностей анизотропии. Видно, что в окрестности  $H_R$  происходит изменение характера зависимости намагниченности от поля:

$$d_m = (aH_a)^2 \begin{cases} H^{-2}, & H \gg H_R \\ H^{-1/2} H_R^{-3/2}, & H \ll H_R \end{cases}. \quad (4)$$

В координатах  $\lg d_m$  от  $\lg H$  этому соответствует характерный изгиб экспериментальной кривой  $M(H)$  в окрестности  $H \sim H_R$ . Отметим, что если в качестве модельной корреляционной функции выбрать не экспоненту, а любую функцию из класса монотонно убывающих, то аналитическое выражение для  $d_m(H)$  изменится. Однако останутся неизменными асимптоты (4) и значение корреляционного поля  $H_R$ .

Рассмотрим физическую причину проявления характерной точки  $H_R$  на зависимости  $d_m(H)$ . Дело в том, что отклонения ориентации намагниченности  $\mathbf{M}(\mathbf{x})$  от направления магнитного поля в наноструктурных ферромагнетиках скоррелированы в области  $R_H = (2A/M_s H)^{1/2}$ , зависящей от магнитного поля и обмена. Если  $R_H \ll R_c$  (то есть  $H \gg H_R$ ), то флуктуации ориентации намагниченности некоррелированы. И, наоборот, при  $R_H \gg R_c$  наблюдается сильная

корреляция ориентации вектора намагниченности, в соответствии с чем при  $H \sim H_R$  меняется закономерность кривой намагничивания. Поэтому значение  $H_R$  (а следовательно, и  $R_c$ ) может быть измерено экспериментально. Метод соответствующей обработки кривой намагничивания, позволяющий извлечь из нее корреляционный радиус и величину эффективной магнитной анизотропии, был назван корреляционной магнитометрией [12].

Низкополевые эффекты, обусловленные образованием стохастических доменов, в выражениях (3) и (4) не проявляются. Это связано с использованием при их получении линейного приближения теории возмущений, которое перестает быть справедливым в области малых полей. В то же время, корреляционные свойства неоднородной ориентации  $\mathbf{M}(\mathbf{x})$  в этой области полей могут быть определены численными методами. Так, в работе [13] была рассчитана корреляционная функция  $K_m(r)$  и корреляционный радиус  $R_m(H)$  для цепочки обменно-связанных зерен со случайной анизотропией. Основным результатом численных расчетов состоит в демонстрации появления еще одного характерного поля  $H_L = 2A/M_s R_L^2$ , которое мы называем “нижним” корреляционным полем,  $2R_L$  – размер стохастического домена. В области полей  $H > H_L$  зависимость  $R_m(H)$  согласуется с зависимостью, описываемой линейной теорией; в области полей  $H < H_L$  расчетная зависимость  $R_m(H)$  стремится к постоянной величине  $R_L$ , в то время как в линейной теории она неограниченно возрастает.

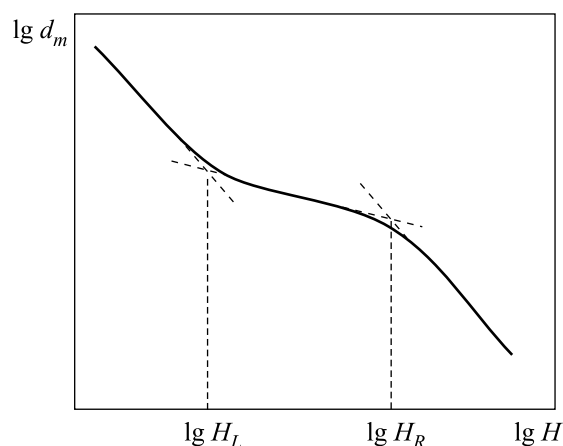


Рис.1. Схематическая зависимость дисперсии намагниченности  $d_m(H)$  для наноструктурного ферромагнетика

Для учета образования стохастических доменов мы предлагаем следующую модификацию выражения (3):

$$d_m = \left( \frac{aH_a}{H} \right)^2 \left( \frac{H_L^{1/2} + H^{1/2}}{H_R^{1/2} + H^{1/2}} \right)^d. \quad (5)$$

где  $d$  – размерность системы обменно-связанных ферромагнитных наночастиц. Это выражение, в отличие от точного выражения (3), является интерполяционным, и его справедливость должна доказываться экспериментом. Действительно, в области  $H > H_L$  выражение (5) описывает экспериментальные кривые  $M(H)$  для случаев:  $d = 3$  [14],  $d = 2$  [15],  $d = 1$  [16]. Далее мы покажем, что оно описывает эксперимент и в области полей  $H < H_L$ . Для этого нам понадобятся выражения для асимптот  $d_m(H)$ :

$$d_m = \begin{cases} \frac{(aH_a)^2 H_L^{d/2}}{H^2 H_R^{d/2}} = \\ = \frac{(a\langle H_a \rangle_L)^2}{H^2}, & a\langle H_a \rangle_L < H < H_L \\ \frac{(aH_a)^2}{H_R^{d/2}} \frac{1}{H^{(4-d)/2}} = \\ = \frac{(a\langle H_a \rangle_L)^2}{H_L^{d/2}} \frac{1}{H^{(4-d)/2}}, & H_L < H < H_R \\ \frac{(aH_a)^2}{H^2}, & H_R < H \end{cases}. \quad (6)$$

Здесь поле макроскопической анизотропии в стохастическом домене определяется выражением:

$$\langle H_a \rangle_L = H_a (H_L / H_R)^{d/4} = H_a (R_c / R_L)^{d/2} = H_a / \sqrt{N}, \quad (7)$$

где  $N$  – число наночастиц в стохастическом домене. На рис.1 вид зависимости (5) и соответствующие асимптоты (6) схематически показаны в логарифмических координатах. Видно, что задачей экспериментатора является наблюдение низкополевого кроссовера  $d_m$ , наличие которого является экспериментальным свидетельством образования стохастических доменов.

3. На рис.2 в двойных логарифмических координатах приведен обратимый участок кривой намагничивания  $M(H)$  пленки аморфного сплава  $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$  толщиной 2000 Å. (Пленки аморфных и нанокристаллических сплавов в нашей работе были получены методом химического осаждения на покровные стекла; кривые намагничивания сняты на вибрационном магнитометре со сверхпроводящим соленоидом в полях до 30 кЭ, сигнал от подложки вычитался из общего сигнала.) Видно, что эксперименталь-

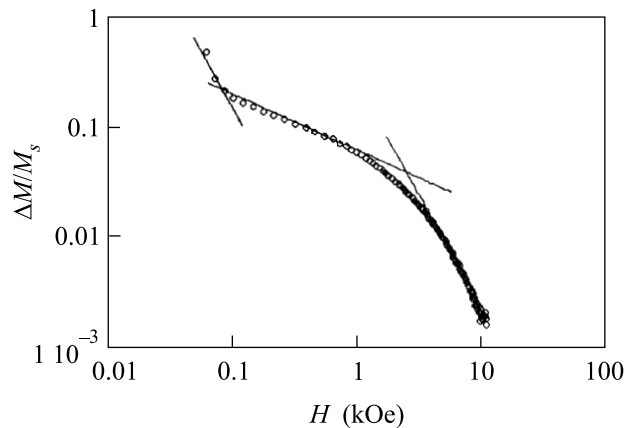


Рис.2. Зависимость дисперсии намагниченности  $\Delta M/M_s$  аморфной пленки  $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$  (толщина 2000 Å) от внешнего поля;  $T = 4$  К; ( $H_L = 80$  Э,  $H_R = 3$  кЭ)

ная кривая  $M(H)$  хорошо описывается выражениями (5), (6), в которых  $d = 3$ : с уменьшением  $H$  последовательно наблюдается высокополевого акулловская зависимость  $\Delta M \sim H^{-2}$ , кооперативная зависимость  $\Delta M \sim H^{-1/2}$  и низкополевого зависимость  $\Delta M \sim H^{-2}$ . Теоретические асимптоты выражения (6) отложены на рис.2 прямыми. Пересечения этих прямых дают возможность измерить величины характерных полей,  $H_L \approx 80$  Э,  $H_R \approx 3$  кЭ, в области которых осуществляется низкополевого и высокополевого кроссоверы кривой  $M(H)$ . Подстановка в  $H_L$  и  $H_R$  величин обмена  $A$  и намагниченности  $M_s$  позволяет определить величины  $R_L \approx 500$  Å,  $R_c \approx 80$  Å. Из участков кривых, описываемых зависимостью  $\Delta M \sim H^{-2}$ , определяются величины полей макроскопической и микроскопической анизотропии:  $\langle H_a \rangle_L \approx 150$  Э,  $H_a \approx 2$  кЭ. Прямой подстановкой измеренных и вычисленных величин в выражение (7) доказывается его справедливость.

На рис.3 приведен обратимый участок кривой намагничивания пленки нанокристаллического сплава  $\text{Co}_{93}\text{P}_7$  толщиной 100 Å. Видны: низкополевого зависимость  $\Delta M \sim H^{-2}$ , уверенно идентифицируемая в области полей 0.2–2 кЭ зависимость  $\Delta M \sim H^{-3/4}$ , статистически достоверная в области от 2 до 6 кЭ зависимость  $\Delta M \sim H^{-1}$  и сильный шум сигнала (обусловленный тем, что дисперсия намагниченности здесь становится сравнима с точностью измерения самой намагниченности) в полях, больших 10 кЭ. Размеры зерен нанокристаллического сплава  $\text{Co}_{93}\text{P}_7$  порядка толщины пленки – следовательно, в этой пленке реализуется двумерная система ферромагнитно-связанных зерен ( $d = 2$ ). Согласно выражениям (5), (6), здесь должен наблюдаться низкополевого кроссо-

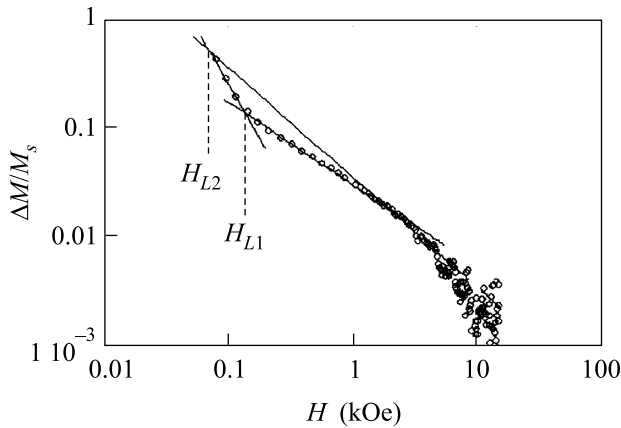


Рис.3. Зависимость дисперсии намагниченности  $\Delta M/M_s$  пленки  $\text{Co}_{93}\text{P}_7$  (толщина 100 Å);  $T = 90$  К

вер  $M(H)$  (переход от  $\Delta M \sim H^{-2}$  к  $\Delta M \sim H^{-1}$ ). На нашей же экспериментальной зависимости наблюдается переход от  $\Delta M \sim H^{-2}$  к  $\Delta M \sim H^{-3/4}$  и лишь затем к  $\Delta M \sim H^{-1}$ . Это не случайно. Дело в том, что величина среднеквадратичного отклонения намагниченности  $d_m^{1/2}$  должна определяться здесь из условия минимума полной энергии, включающей магнитодипольное взаимодействие (для случая тонких пленок этот вклад существен). Наиболее полным образом теоретический анализ данной ситуации был проделан в работах [17–19]. Приведем выражение для  $d_m$  из работы [19] в наших обозначениях:

$$d_m = \frac{1}{2} \frac{(aH_a)^2}{M_s^{1/2} H_R^{3/4}} \frac{1}{H^{3/4}} \equiv \frac{1}{2} \frac{(a\langle H_a \rangle_L)^2}{M_s^{1/2} H_L H_R^{-1/4}} \frac{1}{H^{3/4}}. \quad (8)$$

К нашему удивлению, анализ литературы показал, что участок  $\Delta M \sim H^{-3/4}$  на экспериментальной кривой рис.3 – это первое наблюдение давно известной теоретической зависимости (8). Пересечение асимптот  $H^{-3/4}$  и  $H^{-1}$  с прямой  $H^{-2}$  дает два значения величины характерного поля:  $H_{L1} \approx 140$  Э,  $H_{L2} \approx 70$  Э. Это косвенно указывает на модификацию формы стохастического домена в этой тонкой пленке из-за магнитостатики (диск с круговым основанием, существующий при полях  $H < H_{L2}$ , трансформируется в диск с эллипсоидальным основанием).

На рис.4 приведены обратимые участки кривых намагничивания  $M(H)$  двух мультислойных пленок  $[\text{Co}_{93}\text{P}_7(x)/\text{Pd}(14 \text{ Å})]_{20}$  с толщинами индивидуального слоя нанокристаллического Co 80 Å и 55 Å. (Отметим, что общая толщина ферромагнитного слоя здесь составляла 1600 Å и 1100 Å, поэтому величина полезного сигнала была увеличена более чем на порядок по сравнению с ультратонкой пленкой). В интервале полей от  $1 \div 1.5$  кЭ до

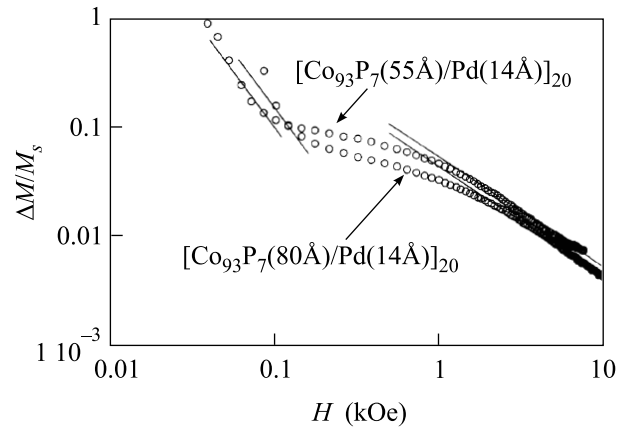


Рис.4. Зависимость дисперсии намагниченности  $\Delta M/M_s$  мультислойных пленок  $[\text{Co}_{93}\text{P}_7(x)/\text{Pd}(14 \text{ Å})]_{20}$  с толщинами индивидуального слоя нанокристаллического Co 80 Å и 55 Å от внешнего поля;  $T = 4$  К

20 кЭ для этих образцов выполнялась зависимость  $\Delta M \sim H^{-1}$ , что указывало на двумерность системы ферромагнитно связанных зерен. В области низких полей наблюдается зависимость  $\Delta M \sim H^{-2}$ , которая с ростом поля  $H$  трансформируется в участок кривой  $M(H)$ , не описываемой степенной функцией. Последнее объясняется, на наш взгляд, более сложной магнитостатикой, чем в однослойной тонкой пленке, что обусловлено магнитодипольным взаимодействием намагниченностей индивидуальных ферромагнитных слоев. Принимая за величины характерных полей  $H_L$  значения  $H$ , при которых экспериментальные точки начинают сходиться с низкополевой зависимости  $\Delta M \sim H^{-2}$ , мы видим, что при уменьшении толщины слоя (величины  $R_c$ ) величина  $H_L$  уменьшается (соответственно, величина  $R_L$  увеличивается), что согласуется с основными положениями работ [1–5]. Также физически разумно наблюдаемое здесь уменьшение поля макроскопической анизотропии  $\langle H_a \rangle_L$  при увеличении размера стохастического домена. Таким образом, стохастические домены формируются и в индивидуальных ферромагнитных слоях мультислойных пленок, однако их форма, как и в ультратонкой нанокристаллической ферромагнитной пленке, существенно модифицируется магнитостатическим взаимодействием.

Таким образом, интерполяционная формула (5) и ее асимптотические выражения (6) качественно объясняют эффекты, наблюдаемые на кривых намагничивания во всей области магнитных полей. В высокополевой области  $H \gg H_L$  она переходит в точное теоретическое выражение (3), а в низкополевой описыва-

ет зависимости  $M(H)$ , обусловленные образованием стохастических доменов в наноструктурных ферромагнетиках. Это позволяет ввести количественные характеристики  $(H_L, \langle H_a \rangle_L, R_L)$  для описания низковольтной области магнитной корреляции.

Мы благодарим Л. А. Чеканову за предоставленные пленки.

1. R. Harris, M. Plischke, and M. J. Zukermann, Phys. Rev. Lett. **31**, 160 (1973).
2. В. А. Игнатченко, Р. С. Исхаков, ЖЭТФ **72**, 1005 (1977); Изв. АН СССР, серия физ. **44**, 1434 (1980).
3. R. Alben, J. J. Becker, and M. C. Chi, J. Appl. Phys. **49**, 1653 (1978).
4. E. M. Chudnovsky, W. M. Saslow, and R. A. Serota, Phys. Rev. **B33**, 251 (1986).
5. Y. Imry and S.-K. Ma, Phys. Rev. Lett. **35**, 1399 (1975).
6. E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, Phil. Trans. Roy. Soc. **A240**, 599 (1948).
7. N. S. Akulov, Zs. Phys. **69**, 278 (1931).
8. Н. С. Акулов, Л. В. Киренский, ЖТФ **9**, 1145 (1939).
9. G. Herzer, IEEE Trans. Magn. **26**, 1397 (1990).
10. J. F. Löffler, H. V. Braun, and W. Wagner, Phys. Rev. Lett. **85**, 1990 (2000).
11. J. J. Rynne, IEEE Trans. On Magn. **MAG-21**, 1990 (1985).
12. В. А. Игнатченко, Р. С. Исхаков, *Магнитные свойства кристаллических и аморфных сред*, Новосибирск: Наука, Сиб. отд., 1989, с. 128.
13. А. В. Лукьяненко, С. В. Комогорцев, *Сборник трудов II-Байкальской междунар. конференции: Магнитные материалы*, Иркутск, 2003, с. 72.
14. В. А. Игнатченко, Р. С. Исхаков, Г. В. Попов, ЖЭТФ **82**, 1518 (1982).
15. Р. С. Исхаков, С. В. Комогорцев, А. Д. Балаев и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 440 (2000).
16. Р. С. Исхаков, С. В. Комогорцев, А. Д. Балаев и др., Письма в ЖЭТФ **78**, 271 (2003).
17. H. Hoffman, IEEE Trans. Magn. **4**, 32 (1968).
18. K. J. Harte, J. Appl. Phys. **38**, 1503 (1968).
19. В. А. Игнатченко, ЖЭТФ **54**, 303 (1968).