

УДК 537.62

МАГНИТНАЯ МИКРОСТРУКТУРА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

© 2007 г. Р. С. Исхаков, С. В. Комогорцев

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск
E-mail: komogor@iph.krasn.ru

Магнитная микроструктура наноструктурированных ферромагнетиков представлена ансамблем стохастических магнитных доменов – областей с размерами порядка длины магнитной ориентационной когерентности. Показано, что из кривых приближения намагниченности к насыщению может быть определен размер элемента микромагнитной структуры – размер стохастического домена и величина эффективной анизотропии в этом элементе, величина элемента наноструктуры и ее локальная анизотропия, а также размерность обменно-связанных ферромагнитных наночастиц.

1. Магнитные наноструктуры (естественного либо искусственного происхождения) состоят из магнитных наночастиц (размером R_c порядка 10 нм) и характеризуются различной геометрией пространственного расположения этих частиц, формирующего либо низкомерные спиновые системы (нанонити, мультислой), либо сложные объемные структуры. При условии сильного обменного взаимодействия между наночастицами связь макроскопических параметров (таких, как восприимчивость, коэрцитивное поле, остаточная намагниченность и т.д.) с микроскопическими параметрами, такими как размер наночастицы (зерна), межзеренное (и внутривитеренное) обменное взаимодействие, локальная анизотропия, описывается так называемой моделью случайной анизотропии [1–4]. Случайная анизотропия приводит к разрушению ферромагнитного дальнего порядка, но, благодаря обменному взаимодействию, на характерных длинах магнитной ориентационной когерентности (R_L) ферромагнитный порядок сохраняется. Следовательно, в наноматериалах основной объект исследования – это стохастический домен, самопроизвольно образованный большим количеством частиц, так как их макроскопические магнитные характеристики обусловлены размером и анизотропией этих доменов. Именно эти две величины должны в первую очередь определять экспериментаторы, изучающие магнитные наноструктуры.

2. Приведем теоретическое обоснование предлагаемой экспериментальной методики. В наноматериалах неоднородное состояние ориентации магнитного момента $\vec{M}(\vec{x})$ определяется корреляционной функцией $K_m(\vec{r})$, которая может быть выражена через корреляционную функцию $K(\vec{r})$ ориентации осей локальной анизотропии:

$$\langle \vec{m}_\perp(\vec{x}) \vec{m}_\perp(\vec{x} + \vec{r}) \rangle = K_m(\vec{r});$$

$$K_m(\vec{r}) = \frac{(K/A)^2}{8\pi k_H} \int K(\vec{r}') \exp(-k_H |\vec{r} - \vec{r}'|) d\vec{r}'. \quad (1)$$

Здесь K – эффективная энергия анизотропии, A – величина обменного взаимодействия, $k_H = (MH/2A)^{1/2}$ – волновое число обменных корреляций, H – внешнее магнитное поле.

Если в качестве моделирующей корреляционной функции выбрать экспоненту $\exp(-r/R_c)$, то магнитная корреляционная функция вычисляется точно при любой мерности магнитной системы [2, 5]. Приведем асимптоты $K_m(\vec{r})$, остающиеся неизменными при любой модельной корреляционной функции из класса монотонно убывающих:

$$K_m(r) = \begin{cases} \left[\frac{(aH_a)^2}{H_R^{d/2}} \frac{1}{H^{(4-d)/2}} = \frac{(a\langle H_a \rangle_L)^2}{H_L^{d/2}} \frac{1}{H^{(4-d)/2}} \right] \times \\ \times \exp(-k_H r), & H_L \ll H \ll H_R, \\ \frac{(aH_a)^2}{H^2} \exp(-r/R_c), & H_R \ll H. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $H_a = 2K/M_s$ – поле локальной анизотропии; a – симметричный коэффициент, равный для одноосной анизотропии $1/15^{1/2}$; $H_R = 2A/M_s R_c^2$, $H_L = 2A/M_s R_L^2$ – корреляционные поля; $2R_c$ – размер зерна; $2R_L$ – размер стохастического домена; d – размерность системы обменно-связанных ферромагнитных наночастиц. Поле макроскопической анизотропии в стохастическом домене определяется выражением

$$\langle H_a \rangle_L = H_a (H_L/H_R)^{d/4} = H_a (R_c/R_L)^{d/2} = H_a / \sqrt{N}, \quad (3)$$

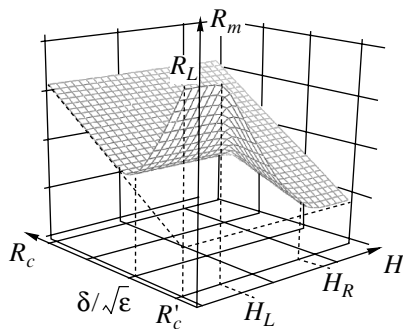


Рис. 1. Качественная зависимость магнитного корреляционного радиуса R_m от “структурного корреляционного радиуса” – корреляционного радиуса локальной магнитной анизотропии R_c и величины внешнего магнитного поля H ($\delta = \sqrt{A/K}$).

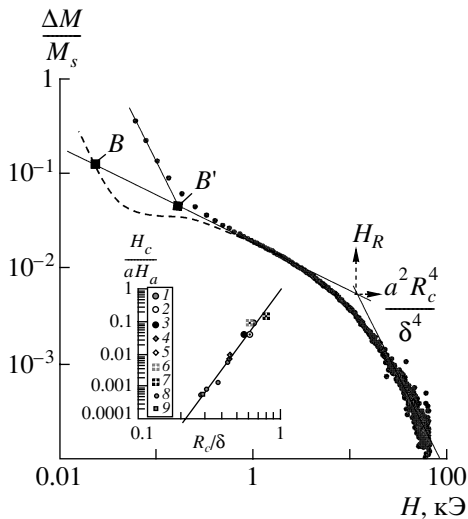


Рис. 2. Зависимость дисперсии намагниченности $\Delta M/M_s$ ленты нанокристаллического сплава $\text{Fe}_{73}\text{Si}_{16}\text{B}_7\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ (*Vitroperm*); $T = 4$ К. На вставке – зависимость H_c от величины R_c/δ для наноструктурированных ферромагнитных сплавов (1 – компактированное нанокристаллическое (НК) Fe, 2 – компактированное НК Fe; 3 – аморфный (Ам) сплав $\text{Fe}_{74}\text{Dy}_6\text{B}_{20}$; 4 – покрытие Ам сплава $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$; 5 – пленка НК сплава Fe(C) (исходн.); 6 – то же ($T_{\text{отж}} = 200^\circ\text{C}$); 7 – то же ($T_{\text{отж}} = 400^\circ\text{C}$); 8 – пленки НК сплава NiFe(P); 9 – лента НК сплава $\text{Fe}_{73}\text{Si}_{16}\text{B}_7\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ (*Vitroperm*)).

где N – число наночастиц в стохастическом домене.

Магнитная корреляционная функция $K_m(r)$ характеризуется дисперсией $K_m(0)$ и магнитным корреляционным радиусом R_m . Видно, что в окрестности H_R происходит изменение характера зависимости $K_m(0)$ и R_m от поля. Отметим также, что мерность спиновой системы проявляется в дисперсии $K_m(0)$, а не в корреляционном радиусе R_m .

Низкополевые эффекты, обусловленные образованием стохастических доменов, в выражении (2) явно не проявляются, и оно перестает быть справедливым в области малых полей. Здесь корреляционные свойства могут быть определены численными методами. В [6] были рассчитаны корреляционная функция $K_m(r)$ и корреляционный радиус $R_m(H)$ для цепочки обменно-связанных зерен со случайной анизотропией. Установлено, что в малых и нулевых полях основные параметры корреляционной функции $K_m(r)$ стремятся к вполне определенным величинам:

$$K_m(r) = \left[\frac{(a \langle H_a \rangle_L)^2}{H_L^2} = \frac{a^2}{\epsilon^2} \right] \exp(-r/R_L), \quad H < H_L; \quad (4)$$

$$K_m(r) = \frac{(a \langle H_a \rangle_L)^2}{H^2} \exp(-r/R_L), \quad H > H_L.$$

Здесь постоянная ϵ определяется отношением обменной энергии стохастического домена к его энергии анизотропии и идентифицирует понятие наноструктурированного ферромагнетика неравенством: $R_c < \epsilon^{-1/2}(A/K)^{1/2}$.

На рис. 1 представлена качественная зависимость $R_m(R_c, H)$. Видно, что в окрестности полей H_L, H_R происходит принципиальное изменение корреляционных свойств $\vec{M}(\vec{x})$, что проявляется в изменении ряда физических закономерностей, которые могут регистрироваться экспериментально.

3. На рис. 2 в двойных логарифмических координатах приведен обратимый участок кривой намагничивания $M(H)$ фольги нанокристаллического сплава FeSiBNbCu (*Vitroperm*).

Дисперсия $K_m(0) = d_m(H)$ определяет закон приближения намагниченности к насыщению: $\langle M \rangle_z / M_s \approx 1 - d_m(H)$. Видно, что экспериментальная кривая $M(H)$ хорошо описывается выражением (2), в котором $d = 3$: с уменьшением H последовательно наблюдается высокополевая акулловская зависимость $\Delta M \sim H^{-2}$ и кооперативная зависимость $\Delta M \sim H^{-1/2}$. Пунктирная кривая на рис. 2 указывает на пересечение асимптот выражения (2) и низкополевой зависимости $\Delta M \sim H^{-2}$ выражения (4) в случае формирования в нанометрике самосогласованного стохастического магнитного домена R_L (точка B). Такие кривые наблюдали в [7, 8]. Низкополевая зависимость $\Delta M \sim H^{-2}$ в нанокристаллическом сплаве (рис. 2) указывает на регистрацию в этом сплаве стохастического домена R'_L (точка B'), навязанного особенностями микроструктуры нанокристаллического сплава: $R'_L < R_L$ – зерна собираются в блоки, границы между блоками содержат весь избыточный объем.

На вставке к рис. 2 приведена зависимость коэрцитивного поля H_c/aH_a от величины R_c/δ в двойных логарифмических координатах для ряда наноструктурированных ферромагнитных сплавов. Экспериментальные точки здесь хорошо укладываются на степенную зависимость $H_c/aH_a \sim (R_c/\delta)^6$.

В заключение отметим, что характеристики микромагнитной структуры наноструктурированных ферромагнетиков могут быть определены из кривых приближения намагниченности к насыщению.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Harris R., Plischke M., Zukermann M.J. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. P. 160.
2. Игнатченко В.А., Исхаков Р.С. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 1005; Игнатченко В.А., Исхаков Р.С. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. № 7. С. 1434.
3. Alben R., Becker J.J., Chi M.C. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. P. 1653.
4. Chudnovsky E.M., Saslow W.M., Serota R.A. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. P. 251.
5. Игнатченко В.А., Исхаков Р.С. // ФММ. 1992. № 6. С. 75.
6. Комогорцев С.В., Исхаков Р.С. // Физика тв. тела. 2005. Т. 47. С. 480.
7. Исхаков Р.С., Комогорцев С.В., Мороз Ж.М., Шалыгина Е.Е. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. С. 872.
8. Исхаков Р.С., Игнатченко В.А., Комогорцев С.В., Балаев А.Д. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78. С. 1142.