

дый раствор внедрения обедняется фосфором при формировании парамагнитных соединений  $Ni_2P$  и  $Ni_3P$ .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 94-02-04580).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bushow K. H.//J. Material Sci. Rep. 1986. 1. P. 1.
2. Coey J. M. D., Hong Sun//J. Magn. and Magn. Mat. 1990. 87. P. L251.
3. Yang Fu-ming, Shen Bao-gen, Ying-chang Yang//Ibid. 1992. 104—107. P. 1102.
4. Hong Sun, Coey J. M. D., Otani Y., Hurley D. P. F.//J. Phys.: Condens. Matter. 1990. 2. P. 6465.
5. Wang Y. Z., Hadjipanayis G. C.//J. Appl. Phys. 1991. 69. P. 5566.
6. Rundqvist S.//Arkiv Kemi. 1962. 20. P. 67.

Поступила в редакцию  
13.01.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 6

УДК 537.622.4

### ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ПЛЕНОЧНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ

Л. И. Антонов, Е. А. Мухина, Е. В. Лукашева

(кафедра общей физики)

Разработан численный метод решения задачи о периодической доменной структуре пленочного ферромагнитного монокристалла с кубической и одноосной анизотропией. Для этого построена обобщенная математическая модель состояния намагниченности в магнитной пленке и сформулирован алгоритм вычислений.

#### Введение

Изучению доменной структуры пленочных ферромагнитных монокристаллов и ее эволюции под действием магнитного поля уделяется большое внимание. Это обусловлено как самостоятельным интересом, так и широкими возможностями использования таких пленок в технике, например в устройствах с цилиндрическими магнитными доменами [1]. Результаты многочисленных теоретических и экспериментальных исследований в этой области изложены в хорошо известных специализированных обзорах и монографиях.

Для теоретического описания доменной структуры используются приближенные математические модели [2—4], которые, как правило, имеют лишь качественное согласие с экспериментом. Это обусловлено тем, что строгое решение задачи в рамках существующей теории микромагнетизма [5] выполнить не удастся из-за непреодолимых математических трудностей. Поэтому построение моделей возможно лишь для предельных случаев. При этом обычно предполагают, что толщина пленки и ширина магнитного домена значительно превышают толщину доменной стенки. Однако это условие, справедливое для массивных ферромагнетиков или толстых пленок, для тонких пленок практически не выполняется. С недавнего времени для решения задачи о доменной структуре тонких магнитных пленок стали использоваться численные методы [6]. Последовательное применение численных методов, например, к одноосным магнитным пленкам [7] привело к новым взгля-

дам на их доменную структуру и ее изменения при изменении параметров пленки.

Данная работа посвящена разработке численного метода решения микромагнитной задачи о доменной структуре пленочных ферромагнитных монокристаллов с кубической кристаллографической анизотропией и ориентацией типа  $\{111\}$ , а также наведенной одноосной и (или) орторомбической анизотропией [8]. В работе приведена обобщенная математическая модель состояния намагниченности в магнитной пленке и сформулирован алгоритм вычислений.

### Математическая модель

Равновесное распределение вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  в ферромагнитной пленке ( $M^2 = M_s^2 = \text{const}$ ), где  $M_s$  — намагниченность насыщения, удовлетворяющее условию минимума функционала энергии

$$G = \int_V \omega(\mathbf{v}) d\tau, \quad (1)$$

определяется микромагнитным уравнением [5]

$$[\mathbf{v} \times \mathbf{h}] = 0. \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{v} = \mathbf{M}/M_s$  и  $\mathbf{h} = \mathbf{h}_{\text{ef}} = \mathbf{H}_{\text{ef}}/(4\pi M_s)$  — эффективное магнитное поле, представляющее собой сумму эффективного поля неоднородного обменного взаимодействия  $\mathbf{h}_{\text{ex}}$ , эффективного поля магнитной анизотропии  $\mathbf{h}_{\text{an}}$ , эффективного поля собственного диполь-дипольного взаимодействия  $\mathbf{h}_m$  и внешнего магнитного поля  $\mathbf{h}_0$ . Плотность энергии  $\omega(\mathbf{v})$  и связанное с ней эффективное магнитное поле

$$\mathbf{h} = -\delta\omega/\delta\mathbf{v} \quad (3)$$

обычно определяются феноменологически на основе требований инвариантности относительно групп трансляций, вращений и т. п., а также условия  $\mathbf{v}^2 = 1$ . Используя эти соображения, с учетом только первых членов в разложениях плотности энергии можно записать:

для плотности энергии неоднородного обменного взаимодействия кубического кристалла

$$\omega_{\text{ex}} = \frac{1}{8Q_{\perp}} [(\tilde{\nabla}v_x)^2 + (\tilde{\nabla}v_y)^2 + (\tilde{\nabla}v_z)^2], \quad (4)$$

для плотности энергии кубической  $\omega_{\perp}$  и одноосной  $\omega_{\perp}$  анизотропии соответственно

$$\omega_{\perp} = \frac{Q_{\perp}}{2} (\alpha^2\beta^2 + \beta^2\gamma^2 + \alpha^2\gamma^2), \quad (5)$$

$$\omega_{\perp} = -\frac{Q_{\perp}}{2} (\mathbf{n}_a \mathbf{v})^2, \quad (6)$$

где  $Q_{\perp} = K_1/(4\pi M_s^2)$  и  $Q_{\perp} = K_{\perp}/(4\pi M_s^2)$  — приведенные константы кубической и одноосной анизотропии;  $\nabla = l_{\perp} \nabla$  — оператор Гамильтона,  $l_{\perp} = (AK_{\perp})^{1/2}/\pi M_s^2$ ;  $A$  — постоянная неоднородного обменного взаимодействия;

$\alpha, \beta, \gamma$  — компоненты вектора  $\mathbf{v}$  в системе отсчета, связанной с ребрами кубической ячейки кристалла;  $\mathbf{n}_a$  — единичный вектор вдоль оси одноосной анизотропии.

Плотность энергии собственного диполь-дипольного взаимодействия равна

$$\omega_m = -\frac{1}{2}(\mathbf{v}\mathbf{h}_m), \quad (7)$$

где  $\mathbf{h}_m$  является решением уравнения

$$\operatorname{div}(\mathbf{h}_m + \mathbf{v}) = 0 \quad (8)$$

с граничным условием

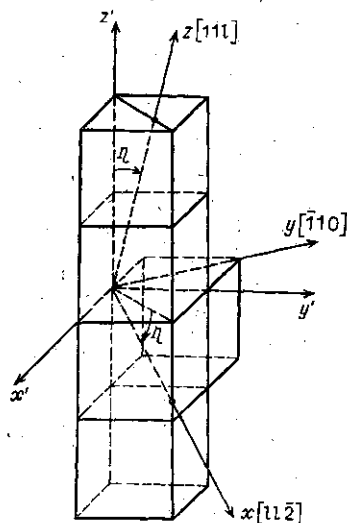
$$\mathbf{n}(\mathbf{h}_m^e - \mathbf{h}_m^i) = (\mathbf{n}\mathbf{v}), \quad (9)$$

$\mathbf{h}_m^e$  и  $\mathbf{h}_m^i$  — значения поля вблизи поверхности пленки с внешней и внутренней стороны от поверхности,  $\mathbf{n}$  — единичная положительная нормаль к поверхности.

Плотность зеемановской энергии имеет вид

$$\omega_0 = -(\mathbf{v}\mathbf{h}_0).$$

Для монокристаллических магнитных пленок с кристаллографической ориентацией вдоль нормали к плоскости пленки (ось  $z$ ) типа  $\{11l\}$ , где  $l$  — целое число, соотношения (5) и (6) необходимо преобразовать к системе отсчета  $(xyz)$  (рисунок), связанной с осями  $x$  и  $y$ , лежащими в плоскости пленки и параллельными направлениям  $[1\bar{1}2]$  и  $[\bar{1}10]$  соответственно. Для преобразования соотношения (5) используется матрица поворота осей, которая имеет вид



Ориентация магнитной пленки относительно кубической ячейки кристалла

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \eta & -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \eta \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \eta & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \eta \\ -\sin \eta & 0 & \cos \eta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix},$$

где  $\cos \eta = \left[ \frac{l^2}{l^2 + 2} \right]^{1/2}$ ,  $\sin \eta = \left[ \frac{2}{l^2 + 2} \right]^{1/2}$ . Принятая система отсчета вклю-

чает в себя все наиболее важные кристаллографические ориентации в магнитной пленке, реализуемые современной эпитаксиальной технологией.

В общей теории магнетизма считается, что для массивных магнетиков энергетические члены, входящие в функционал (1), проявляются только как объемные эффекты. При описании свойств тонких

ферромагнитных пленок необходимо учитывать также поверхностные эффекты, существенным, а иногда и определяющим образом влияющие на их свойства [9]. Например, если на поверхности пленки учитывать только одноосную поверхностную анизотропию и поверхностное обменное взаимодействие, то уравнение равновесия поверхностной намагниченности [10] имеет вид

$$[\mathbf{M}^s \times \mathbf{H}^s] = 0, \quad (10)$$

где  $\mathbf{M}^s$  — поверхностная намагниченность,

$$\mathbf{H}^s = \alpha^s \frac{\partial \mathbf{M}^s}{\partial z} + \beta^s (\mathbf{n}_a^s \mathbf{M}^s) \mathbf{n}_a^s,$$

$\alpha^s$  и  $\beta^s$  — постоянные поверхностного обмена и поверхностной анизотропии соответственно.

### Схема численного эксперимента

Для отыскания двумерных решений  $\mathbf{v}(x, z)$  задачи (2) в каждой точке ферромагнитной пленки необходимо осуществить процесс, при котором происходит убывание энергии функционала (1)

$$\partial G / \partial t < 0. \quad (11)$$

Тогда при  $t \rightarrow \infty$   $G \rightarrow G_{\min}$ ,

$$[\mathbf{v} \times \mathbf{h}] \rightarrow 0, \quad (12)$$

$$\mathbf{v}(x, z, t) \rightarrow \mathbf{v}_{st}(x, z),$$

где  $\mathbf{v}_{st}(x, z)$  — стационарное распределение намагниченности, удовлетворяющее условию минимума функционала (1). Для осуществления такого процесса используют различные итерационные схемы [11].

В данной работе мы рассмотрим схему «динамического установления» [12], основанную на эволюциях намагниченности в соответствии с уравнением Ландау—Лифшица—Гильберта

$$(1 + \alpha_0^2) \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -[\mathbf{v} \times \mathbf{h}] - \alpha_0 \mathbf{v} \times [\mathbf{v} \times \mathbf{h}], \quad (13)$$

где  $\tilde{t} = 4\pi M_s \gamma_1 t$ ,  $\gamma_1$  — гиромагнитное отношение,  $\alpha_0$  — постоянная затухания Гильберта. Можно показать [12], что если итерационный процесс происходит в соответствии с (13), то при стационарном внешнем поле он удовлетворяет неравенству (11) и сходится к (12).

Операции численного интегрирования выполняются в два этапа. Сначала в каждой ячейке сетки, покрывающей область интегрирования, по известному распределению намагниченности  $\mathbf{v}_n(x, z)$  в момент времени  $\tilde{t}_n$  определяется полное эффективное поле  $\mathbf{h}_n$  в соответствии с (3) с учетом (4)—(7), причем слагаемые, учитывающие различные типы магнитных взаимодействий, имеют вид

$$\mathbf{h}_{ex_n} = \frac{1}{8Q_{\perp}} \tilde{\nabla}^2 \mathbf{v}_n, \quad (14)$$

$$\mathbf{h}_{an_n} = \mathbf{h}_{\parallel n} + \mathbf{h}_{\perp n} = -\frac{\partial (\omega_{\parallel n} + \omega_{\perp n})}{\partial \mathbf{v}_n}, \quad (15)$$

$$\mathbf{h}_{m_n} = -\int_{\tau} \frac{\mathbf{r}}{r^3} (\operatorname{div} \mathbf{v}_n) d\tau + \oint_s \frac{\mathbf{r}}{r^3} (n\mathbf{v}_n) ds, \quad (16)$$

где (16) является общим решением (8) с граничным условием (9). Эффективные поля обменного взаимодействия (14) и анизотропии (15) вычисляются в каждой ячейке сетки непосредственно [11]. Поле  $\mathbf{h}_m$  в случае двумерного периодического распределения намагниченности

$$\mathbf{v}(x, z) = \mathbf{v}(x + \lambda, z)$$

с периодом  $\lambda$  представляется в виде ряда Фурье, коэффициенты которого определяются независимым интегрированием по  $x$  и  $z$  [13].

Следующий этап операции численного интегрирования — нахождение распределения намагниченности  $\mathbf{v}_{n+1}(x, z)$  в момент времени  $t_{n+1}$  в соответствии с уравнением (13), записанным в разностной форме:

$$\frac{\mathbf{v}_{n+1} - \mathbf{v}_n}{\Delta t_n} = \mathbf{\varepsilon}_n,$$

где  $\Delta t_n = \Delta t_n \alpha_0 / (1 + \alpha_0^2)$  — величина итерационного шага. С ростом  $n$  при удачно выбранном  $\Delta t_n$   $\mathbf{\varepsilon}_n \rightarrow 0$ . Процесс отыскания распределения намагниченности  $\mathbf{v}_{n+1}$  повторяется до тех пор, пока  $\varepsilon_{n_i}$ , где  $i = x, y, z$ , не будет удовлетворять условию

$$\varepsilon_{n_i} \leq \varepsilon_0,$$

где  $\varepsilon_0$  — наперед заданное число, обычно порядка  $10^{-4}$ . Для обеспечения сходимости процесса к состоянию (2) величина  $\Delta t_n$  корректируется методом половинного деления.

В результате численного эксперимента для каждой ячейки выводятся значения стационарного распределения намагниченности  $v_{st_x}, v_{st_y}, v_{st_z}$ , соответствующие этому распределению значения эффективного магнитного поля  $h_{st_x}, h_{st_y}, h_{st_z}$ , величина  $(\mathbf{v}_{st} \mathbf{h}_{st})$ , а также локальные и интегральные характеристики доменной структуры, рассчитанные по заданной программе [7]. Некоторые из этих характеристик, а также распределение намагниченности в пленке будут представлены в следующей работе в качестве иллюстрации результатов численного эксперимента.

В заключение авторы выражают благодарность Ф. В. Лисовскому за высказанные замечания по данной работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М., 1983.
2. De Blois R. W. // J. Appl. Phys. 1969. 40, N 3. P. 1084.
3. Thiele A. A. // Bell System Techn. J. 1969. 48, N 10. P. 3287.
4. Кооу С., Елз У. // Philips Res. Reports. 1960. 15, N 1. P. 7.
5. Браун У. Ф. Микромагнетизм. М., 1979.
6. Антонов Л. И., Терновский В. В., Хапаев М. М. // ФММ. 1989. 67, № 1. С. 52.
7. Антонов Л. И., Журавлев С. В., Лукашева Е. В., Матвеев А. Н. // ФММ. 1992. № 12. С. 23.
8. Humphrey F. B., Johnston A. R. // Rev. Sci. Instr. 1963. 34, N 4. P. 348.
9. Филиппов Б. Н., Корзунин Л. Г. // ФММ. 1993. 75, № 4. С. 49.
10. Ament W. S., Rado G. T. // Phys. Rev. 1955. 97, N 6. P. 1558.
11. Самарский А. А., Гулин А. В. Численные методы. М., 1989.
12. Антонов Л. И., Осипов С. Г., Хапаев М. М. // ФММ. 1983. 55, № 5. С. 917.
13. Антонов Л. И., Мухина Е. А., Лукашева Е. В. // ФММ. 1994. 78, № 4. С. 5.

Поступила в редакцию  
24.02.95