

УДК 538 : 681.327.6

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПЛЕНКАХ С ПОВЕРХНОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Е. В. Бабкин

Исследовано основное состояние тонкой пленки с конкуренцией объемной и поверхностной анизотропий во внешнем магнитном поле. Показано наличие фазового перехода из неоднородного в однородное состояние, построены фазовые диаграммы «толщина пленки—напряженность магнитного поля». Исследована кривая вращающего момента пленки. Предсказан эффект поворота или вращения пленки в меняющемся по амплитуде внешнем магнитном поле.

Вопрос об основном состоянии тонких магнитных пленок с конкурирующей объемной и поверхностной анизотропией впервые был поставлен в работе [1], где показано наличие фазового перехода (ФП) в однородное состояние при уменьшении толщины пленки и вычислена магнитная восприимчивость. В настоящее время интерес к этому явлению возрос в связи с исследованиями многослойных магнитных структур, появление которых обеспечено прогрессом в технологии тонких пленок. Обнаруженные эффекты возникновения перпендикулярной магнитной анизотропии [2-4], демонстрирующие возможность использования этих пленок в качестве сред для магнитной записи, достаточно убедительно объяснены наличием анизотропии на границах между слоями либо на поверхностях [3, 4]. В настоящей работе обсуждаются вопросы об основном состоянии тонких пленок с различным типом объемной и поверхностной анизотропии и их поведении в магнитном поле. Основное внимание будет уделено изучению ФП и возможности их экспериментального наблюдения при магнитных измерениях.

1. Основное состояние и фазовые диаграммы

Будем считать, что приповерхностные слои пленки имеют конечную толщину и обладают объемной одноосной анизотропией, отличной от анизотропии в объеме. Удобно ввести граничные условия, согласно которым приповерхностные слои не имеют контакта с внешней средой; именно этим условиям наиболее полно отвечают многослойные пленки.

Рассмотрим плотность свободной энергии пленки с конкурирующей анизотропией, помещенной во внешнее магнитное поле напряженностью \mathbf{H}

$$E = 1/V \cdot \int_V [1/2\alpha (\nabla \mathbf{M})^2 + 1/2\beta (\mathbf{Mn})^2 - 1/2 (\mathbf{Mn}_m) - (\mathbf{Mn})] dV, \quad (1)$$

где α — обменная константа; M — намагниченность насыщения; β — константа, задающая тип магнитной анизотропии «легкая ось» (ЛЮ) в приповерхностных слоях и «легкая плоскость» (ЛП) в объеме; \mathbf{n} — единичный вектор по нормам к плоскости пленки; \mathbf{H}_m — поле размагничивания, находящееся из условия

$$\operatorname{div} (\mathbf{H}_m + 4\pi \mathbf{M}) = 0. \quad (2)$$

Выбирая M в виде $(M \cos \theta, 0, M \sin \theta)$, плотность свободной энергии на единицу поверхности можно представить как

$$E = \int [1/2 \alpha M^2 (d\theta/dz)^2 + 1/2 (\beta - 4\pi) M^2 \sin^2 \theta - MH \cos (\Psi - \theta)] dz, \quad (3)$$

где Ψ — угол между направлением магнитного поля и плоскостью пленки.

С учетом знакопеременности константы $(\beta - 4\pi)$ функционал разбивается на два для каждого из типов слоев и пространственное распределение намагниченности ищется интегрированием соответствующих уравнений Эйлера, полученных в результате их минимизации.

Рассмотрим основное состояние пленки, $H=0$. Первые интегралы уравнений Эйлера имеют вид

$$z = \int_{\theta_{\max}}^{\theta} \frac{d\theta}{\sqrt{c_1 - \gamma_1 \sin^2 \theta}}, \quad z = \int_{\theta_{\min}}^{\theta} \frac{d\theta}{\sqrt{c_2 - \gamma_2 \sin^2 \theta}}, \quad (4), (5)$$

где θ_{\min} , θ_{\max} — минимальный и максимальный углы отклонения намагниченности, которые в силу симметрии задачи соответствуют центрам слоев с анизотропией ЛП и ЛО; c_1 , c_2 — константы интегрирования; $\gamma_1 = (\beta_1 - 4\pi)/\alpha$; $\gamma_2 = (\beta_2 - 4\pi)/\alpha$. С учетом вышесказанного

$$\sqrt{c_1 - \gamma_1 \sin^2 \theta_{\min}} = 0, \quad \sqrt{c_2 - \gamma_2 \sin^2 \theta_{\max}} = 0. \quad (6), (7)$$

Из (7) следует, что константа c_2 является отрицательной, и, для того чтобы преобразовать интеграл (5) к нормальной форме Лежандра, обе части (5) необходимо умножить на мнимую единицу. Из (6), (7) видно, что $\gamma_1/c_1 > 1$, $\gamma_2/c_2 > 1$; следовательно, обращения эллиптических интегралов надо преобразовать с заменой модуля [5]. В итоге имеем

$$\sin \theta = q_1 \operatorname{sn} [K(q_1) + z \sqrt{\gamma_1}, q_1], \quad (8)$$

$$\sin \theta = q_2 \operatorname{sn} [K(q_2) + iz \sqrt{|\gamma_2|}, q_2], \quad (9)$$

где

$$q_1 = \sin \theta_{\max}, \quad q_2 = \sin \theta_{\min}.$$

Условия «сшивания» решений на границе слоев

$$\sin \theta_0 = q_1 \operatorname{sn} [K(q_1) + l \sqrt{\gamma_1}, q_1], \quad (10)$$

$$\sin \theta_0 = q_2 \operatorname{sn} [K(q_2) + id \sqrt{|\gamma_2|}, q_2], \quad (11)$$

$$\sin \theta_0 = \frac{\sqrt{(\gamma_1 q_1^2 + |\gamma_2| q_2^2)/(\gamma_1 + |\gamma_2|)}}{\quad} \quad (12)$$

(d — толщина пленки, l — толщина приповерхностного слоя) вместе с (8) и (9) образуют полную систему уравнений для определения $\theta(z)$. Здесь θ_0 — угол отклонения намагниченности на границе слоев.

Исследуем возможность ФП в однородное состояние ЛО: $\sin \theta_{\min} = \sin \theta_{\max} = 1$. Исходя из свойств периодичности эллиптического синуса [5], имеем

$$l \sqrt{\gamma_1} = 0, \quad l \sqrt{\gamma_1} = \infty, \quad (13a), (13b)$$

$$d \sqrt{|\gamma_2|} = 0, \quad d \sqrt{|\gamma_2|} = \pi/2. \quad (13b), (13r)$$

Условия (13б) и (13в) описывают ситуацию, когда слой с анизотропией ЛП отсутствует; условие (13г) указывает на наличие ФП, когда толщина слоя с анизотропией ЛП $d_{x0} = \pi/2 \cdot \sqrt{\alpha/(4\pi - \beta_2)}$. Это решение совпадает с результатами [1], если его дополнить условием (13б) («жесткое» закрепление магнитного момента в слоях с анизотропией ЛО).

Исследуем ФП в однородное состояние ЛО во внешнем магнитном поле. Поскольку заранее известно, что будет исследоваться кривая фазового равновесия «неоднородное состояние — однородное состояние», можно

считать, что Θ_{\min} и Θ_{\max} в магнитном поле продолжают соответствовать центрам слоев и использовать соотношение

$$\lim_{\Theta \rightarrow \pi/2} \sin \Theta = 1/2 + 1/2 \sin^2 \Theta.$$

В этом случае первые интегралы уравнений Эйлера имеют вид

$$z \sqrt{c_1 + \sqrt{5/4} h \sin(\Psi + \varphi)} = \int_{\Theta_{\max}}^{\Theta} \frac{d\Theta}{\sqrt{1 - q_{1h}^2 \sin^2 \Theta}}, \quad (14)$$

$$z \sqrt{c_2 + \sqrt{5/4} h \sin(\Psi + \varphi)} = \int_{\Theta_{\min}}^{\Theta} \frac{d\Theta}{\sqrt{1 - q_{2h}^2 \sin^2 \Theta}}, \quad (15)$$

где

$$h = 2H/\alpha M, \quad \text{tg } \varphi = 2, \quad q_{1h}^2 = -\frac{-\gamma_1 + h/2 \cdot \sin \Psi}{c_1 + \sqrt{5/4} h \sin(\Psi + \varphi)},$$

$$q_{2h}^2 = -\frac{-\gamma_2 + h/2 \cdot \sin \Psi}{c_2 + \sqrt{5/4} h \sin(\Psi + \varphi)},$$

$$c_1 = \gamma_1 - h/2 \cdot \sin \Psi - \sqrt{5/4} h \sin(\Psi + \varphi), \quad c_2 = \gamma_2 - h/2 \cdot \sin \Psi - \sqrt{5/4} h \sin(\Psi + \varphi).$$

Условиями ФП являются

$$l \sqrt{\gamma_1 - h/2 \cdot \sin \Psi} = 0, \quad l \sqrt{\gamma_2 - h/2 \cdot \sin \Psi} = \infty, \quad (16a), (16b)$$

$$d \sqrt{|\gamma_2 - h/2 \cdot \sin \Psi|} = 0, \quad d \sqrt{|\gamma_2 - h/2 \cdot \sin \Psi|} = \pi/2. \quad (16b), (16r)$$

Кривая фазового равновесия имеет вид

$$d_{kH} = d_{k0} \sqrt{1 - \frac{H}{H_k} \sin \Psi}, \quad (17)$$

где $H_k = (4\pi - \beta_2)M$.

Фазовые диаграммы в координатах (d_{kH}, H) и (d_{kH}, Ψ) показаны на рис. 1, 2. Из рис. 1 видно, что при увеличении толщины слоя d , когда влияние приповерхностных слоев исчезает, критическое поле приближается к полю анизотропии H_k , что соответствует процессу однородного вращения обычных ферромагнитных пленок. Результаты на рис. 2 свидетельствуют об анизотропии ФП. Последний случай представляет особый интерес из-за возможности его экспериментального наблюдения.

2. Особенности вращающего момента многослойных пленок

Если реальная толщина слоя d выбрана больше критической d_{k0} , то при вращении пленки в магнитном поле при угле Ψ_k , определяемом из соотношения

$$\sin \Psi_k = \frac{H_k}{H} \left[1 - \left(\frac{d_{k0}}{d} \right)^2 \right], \quad (18)$$

произойдет ФП с изменением полного магнитного момента. Исследуем подробно этот случай. Рассмотрим угловую зависимость вращающегося момента L пленки в магнитном поле. В то время как в однородном состоянии вращающий момент определяется углом отклонения вектора магнитного поля от нормали к плоскости пленки, в неоднородном состоянии ситуация усложняется и зависимость должна находиться по известной функции $\Theta(z, \Psi, H)$. Удобно по отдельности рассмотреть случаи сильного и слабого магнитных полей.

Примем, что внешнее поле намного превышает поле анизотропии H_k ($\Psi_k \ll 1$). Задача сводится к минимизации функционала (2) и решению уравнения Эйлера при условии (16b) ($\Theta(z = \pm d) = \pi/2$).

При сделанных допущениях первый интеграл уравнения Эйлера имеет вид

$$z = \int_{\theta_{\min}}^{\theta} \frac{d\theta}{\sqrt{c + h \cos \theta + \Psi h \sin \theta}}, \quad (19)$$

который может быть представлен как

$$z = \int_{\theta_{\min}}^{\theta} \frac{d\theta}{\sqrt{c + h \cos \theta}} - \Psi h \int_{\theta_{\min}}^{\theta} \frac{\sin \theta d\theta}{(c + h \cos \theta)^{3/2}}. \quad (20)$$

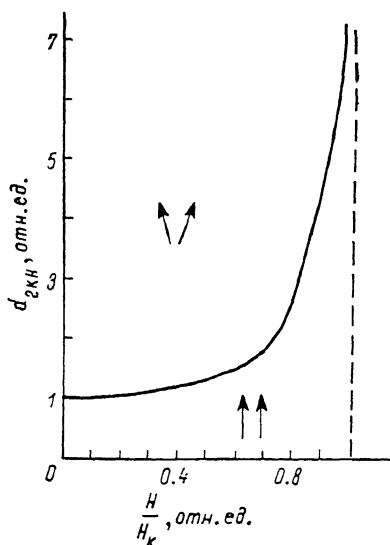


Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма толщина—напряженность магнитного поля для тонкой пленки с поверхностной анизотропией, $\Psi = \pi/2$.

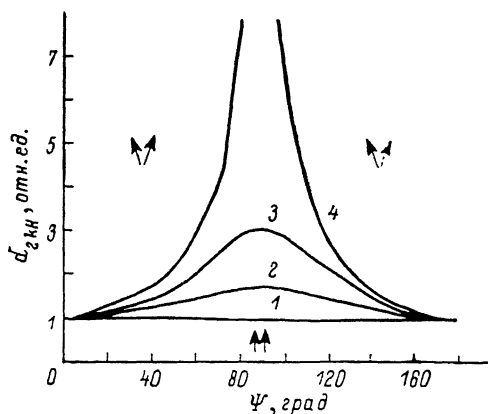


Рис. 2. Магнитная фазовая диаграмма толщина—направление магнитного поля.

1 — $H = 0$, 2 — $0.7H_k$, 3 — $0.9H_k$, 4 — H_k .

Первый член в правой части (20) может быть приведен к нормальной форме интеграла Лежандра, и после несложных преобразований можно получить

$$\begin{aligned} z + \Psi h \left[\frac{1}{\sqrt{c + h \cos \theta}} - \frac{1}{\sqrt{c + h \cos \theta_{\min}}} \right] = \\ = \frac{2}{\sqrt{c + h}} \left[F\left(\theta, \sqrt{\frac{2h}{c + h}}\right) - F\left(\theta_{\min}, \sqrt{\frac{2h}{c + h}}\right) \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

В выражении в квадратных скобках левой части (21) заменим $\cos \theta$ на его среднее значение, которое будет найдено ниже (первая ступень итерационного процесса для нахождения усредненной намагниченности), а само выражение для кратности будем записывать в виде σ_h . Таким образом, учет отклонения магнитного поля в соответствии с фазовой диаграммой на рис. 2 формально приводит к перенормировке толщины пленки. Анализ граничных условий показывает, что $2h/(c+h) > 1$, что, как и в предыдущем случае, требует замены модуля. С учетом сказанного распределение намагниченности имеет вид

$$\sin \theta = q \operatorname{sn} [K(q) + \sqrt{2h}(z + \sigma_h \Psi h), q]. \quad (22)$$

Модуль $q = \sqrt{(c+h)/2h}$ находится из краевого условия

$$1 = q \operatorname{sn} [K(q) + \sqrt{2h}(d + \sigma_h \Psi h), q]. \quad (23)$$

Среднее от $\sin \Theta$ является решением уравнения

$$\langle \sin \Theta \rangle = \frac{1}{d \sqrt{2h}} \ln \frac{\sqrt{1-q^2}}{\operatorname{dn} f(\Psi) - q \operatorname{cn} f(\Psi)}, \quad (24)$$

где

$$f(\Psi) = K(q) + h \sqrt{2h} \sigma_h.$$

Ориентация оси легкого намагничивания (ОЛН) — угол Ψ_0 — находится из условия

$$\sin \Psi_0 = \frac{1}{d \sqrt{2h}} \ln \frac{\sqrt{1-q^2}}{\operatorname{dn} f(\Psi_0) - q \operatorname{cn} f(\Psi_0)}. \quad (25)$$

В случае больших толщин ($q \rightarrow 1$) выражение (25) приобретает вид

$$\sin \Psi_0 \approx \frac{2.125}{2d \sqrt{2h}} \ln \frac{2 - 1.2e^{-d\sqrt{2h}}}{1.2e^{-d\sqrt{2h}}} \quad (26)$$

(здесь использовано разложение полного эллиптического интеграла и эллиптических функций по параметру $q \ll 1$).

Таким образом, направление ОЛН не соответствует нормали к плоскости пленки и угол отклонения ОЛН монотонно уменьшается при увеличении напряженности магнитного поля. Отличный от нуля вращающий момент L_0 при $\Psi = 0$ определяется как

$$L_0 = \frac{MH}{d \sqrt{2h}} \ln \frac{\sqrt{1-q^2}}{\operatorname{dn} K(q) - q \operatorname{cn} K(q)}. \quad (27)$$

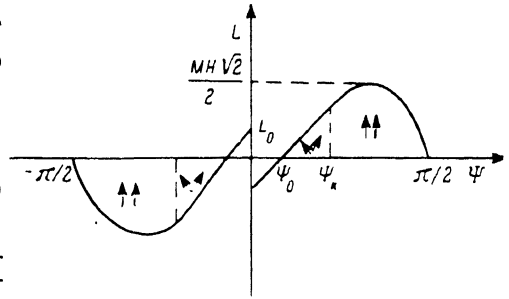


Рис. 3. Угловая зависимость вращающего момента тонкой пленки с поверхностной анизотропией.

Угловая зависимость вращающего момента показана на рис. 3.

Рассмотрим случай слабых магнитных полей, $H \ll H_k$. Первый интеграл уравнения Эйлера имеет вид

$$z = \int_{\Theta_{\min}}^{\Theta} \frac{d\Theta}{\sqrt{c + \gamma \sin^2 \Theta - h \cos(\Psi - \Theta)}}, \quad (28)$$

который может быть представлен как

$$z = \int_{\Theta_{\min}}^{\Theta} \frac{d\Theta}{\sqrt{c + \gamma \sin^2 \Theta}} + \frac{1}{2} h \int_{\Theta_{\min}}^{\Theta} \frac{\cos(\Psi - \Theta)}{(c + \gamma \sin^2 \Theta)^{3/2}}. \quad (29)$$

Поскольку в данном случае константа c является отрицательной, обе части (29) необходимо умножить на мнимую единицу; здесь также необходимо произвести замену модуля. В итоге имеем

$$\sin \Theta = p \operatorname{sn} [K(p) + i(z + h\Phi) \sqrt{|\gamma|}, p], \quad (30)$$

где

$$p = \sqrt{\gamma/c}, \quad \Phi = \sin \Psi \left[\frac{2\sqrt{c + \gamma \sin^2 \Theta}}{\gamma^2} + \frac{c}{\sqrt{c + \gamma \sin^2 \Theta}} - \frac{2\sqrt{c + \gamma \sin^2 \Theta_{\min}}}{\gamma^2} - \frac{c}{\sqrt{c + \gamma \sin^2 \Theta_{\min}}} \right] + \cos \Psi \left[\frac{2}{\gamma \sqrt{c - \gamma \sin^2 \Theta_{\min}}} - \frac{2}{\gamma \sqrt{c + \gamma \sin^2 \Theta}} \right].$$

Подобным образом можно найти среднее от $\sin \Theta$ и ориентацию ОЛН. Уместно отметить, что в отсутствие магнитного поля ОЛН задается выражением

$$\sin \Psi_0 = \frac{1}{d \sqrt{\gamma}} \ln \frac{\sqrt{1-p^2}}{\operatorname{dn} K(p) - p \operatorname{cn} K(p)}. \quad (31)$$

В случае больших толщин ($p \rightarrow 0$) выражение (31) принимает вид

$$\sin \Psi_0 \approx \frac{0.215}{d \sqrt{\gamma} \operatorname{ch}^2 d \sqrt{\gamma}}. \quad (32)$$

Таким образом, в зависимости от внешнего магнитного поля направление ОЛН пленки изменяется (рис. 4). Это наиболее характерный эффект для пленок с конкурирующей анизотропией. На опыте это должно про-

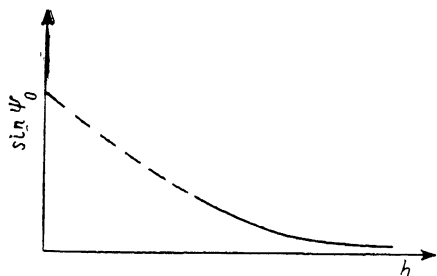


Рис. 4. Зависимость ориентации ОЛН тонкой пленки с поверхностной анизотропией от напряженности внешнего магнитного поля по (31).

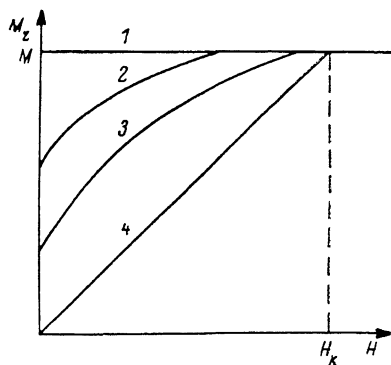


Рис. 5. Кривые намагничивания пленок с поверхностной анизотропией, магнитное поле направлено по нормали к плоскости пленки.

1 — $d \leq d_{k0}$, 2 — $d = 1.7d_{k0}$, 3 — $d = 3d_{k0}$, 4 — $d = \infty$.

являться в повороте или (при достаточном моменте инерции) вращении образца в изменяющемся по амплитуде внешнем магнитном поле. На рис. 5 показаны кривые намагничивания пленок в магнитном поле, нормальном к их плоскости. Поле насыщения для различных толщин пленок определяется из фазовой диаграммы (17), в то время как «остаточный» момент определяется выражением (31).

Итак, эффектами, сопутствующими ФП в пленках с поверхностной анизотропией, являются: 1) аномальная угловая зависимость вращающего момента пленки, 2) сильная зависимость последнего от толщины и внешнего магнитного поля, 3) поворот или вращение пленки в изменяющемся по амплитуде внешнем магнитном поле.

В заключение следует отметить, что, поскольку критическая толщина d_{k0} для типичных ферромагнетиков, согласно (13), составляет $10^2 - 10^3$ А, а константа поверхностной анизотропии k_s , по теоретическим оценкам Нелля [6] и согласно экспериментальным данным для многослойных пленок [3, 4], составляет $0.1 - 1$ эрг/см², что соответствует «объемной» анизотропии поверхности $k_s \approx k_s/a \approx 10^7 - 10^8$ эрг/см² (a — параметр кристаллической решетки), то в данном случае справедливы сделанные приближения о «жестком» закреплении магнитного момента и возможность индуцированной магнитной анизотропии в пленках поверхностными эффектами не представляется экзотической.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

[1] Барьяхтар В. Г., Клепиков В. Ф., Соболев В. Л. // ФТТ, 1971. Т. 13. № 5. С. 1454—1462.

- [2] Draaisma H. J. G. // Proc. of the 32nd Annual Conference on MMM. November 9—12. Chicago, Illinois, 1987.
- [3] Togami Yu., Otaki F., Morishita T., Tsushima K. // Proc. of the ISPMM. April 8—11. Sendai, Japan, 1987.
- [4] Chappert C., Bruno P. // Proc. of the 4th Joint MMM—Intermag Conference. July 15—22. Vancouver, British Columbia, Canada, 1988.
- [5] Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1977. С. 118.
- [6] Neel L. // J. Phys. Rad. 1954. V. 15. N 4. P. 376—392.

Институт физики

им. Л. В. Киренского СО АН СССР
Красноярск

Поступило в Редакцию
28 ноября 1988 г.
В окончательной редакции
18 апреля 1989 г.

