

УДК 538.681.327.6

© 1990

ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПЛЕНКАХ С ПОВЕРХНОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Е. В. Бабкин, Х. О. Уринов

Исследовано неоднородное состояние намагниченности тонкой пленки с поверхностной анизотропией, помещенной во внешнее магнитное поле нормально к ее поверхности. Изучены температурные зависимости магнитокалорического эффекта и магнитного момента пленки. Показано, что они имеют характерные особенности вблизи температуры Кюри. Выяснены условия экспериментального наблюдения этих явлений.

Ранее было экспериментально показано, что существенной особенностью магнитокалорического эффекта (МКЭ) в тонких магнитных пленках является его анизотропия [1]. Результаты измерения МКЭ в области внешних магнитных полей порядка поля анизотропии магнитной пленки достаточно хорошо описываются моделью однородного вращения намагниченности [2], но перестают соответствовать ей в более сильных полях. Охлаждение пленки при намагничивании нормально к ее поверхности и ненасыщаемость этого эффекта до полей порядка ~ 20 кЭ указывают на возможность проявления процессов вращения намагниченности при наличии сильной плоскостной анизотропии, которая может быть локализована вблизи поверхности пленки [1, 2]. В настоящей работе предлагается модель для объяснения указанного явления, приводятся новые тепловые эффекты, возникающие при адиабатическом намагничивании пленок с поверхностной анизотропией; излагаются результаты расчета температурной зависимости магнитного момента данных пленок.

Рассмотрим состояние ферромагнитной пленки с поверхностной анизотропией типа «легкая плоскость», намагниченной нормально к ее поверхности. Задача сводится к нахождению экстремума функционала

$$E = \int_V (f_0 + f) dv, \quad (1)$$

где f_0 — не зависящая от магнитного состояния плотность свободной энергии,

$$f = \frac{1}{2} \alpha (\nabla M)^2 - \frac{1}{2} (M H_m) - (M H), \quad (2)$$

α — обменная константа; M — намагниченность насыщения; H — напряженность внешнего магнитного поля; H_m — поле размагничивания, находящееся из условия

$$\operatorname{div} (H_m + 4\pi M) = 0. \quad (3)$$

Если выбрать вектор намагниченности в виде $M = (M \cos \theta, 0, M \sin \theta)$, то свободную энергию пленки на единицу площади при заданном направлении внешнего магнитного поля можно записать следующим образом:

$$E = \int_{-d}^d \left[f_0 + \frac{1}{2} \alpha M^2 \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 - 2\pi M^2 \sin^2 \theta - M H \sin \theta \right] dz, \quad (4)$$

где $2d$ — толщина пленки.

Решение уравнения Эйлера для данного функционала имеет вид

$$z = \int_{\theta_m}^{\theta} d\theta \sqrt{c + h \sin \theta + \gamma \sin^2 \theta}, \quad (5)$$

c — постоянная интегрирования; θ_m — угол между вектором намагниченности и плоскостью пленки в центре; $h = 2H/aM$, $\gamma = 4\pi/a$.

Если внешнее магнитное поле значительно превышает поле анизотропии пленки ($h \gg \gamma$), интеграл (5) заменой переменной сводится к форме неполного интеграла Лежандра I рода [3]. Его обращение имеет вид

$$\sin \theta = \operatorname{sn} [F(\theta_m, q) - (z/2) \sqrt{c+h}, q], \quad (6)$$

где $F(\theta, q)$ — интеграл Лежандра; $\operatorname{sn}(z, q)$ — эллиптическая функция Якоби; q — модуль эллиптического интеграла. Угол θ_m находится из условия

$$d\theta/dz|_{z=0} = 0.$$

Отсюда, в частности, следует

$$\sin \theta_m = 1/q. \quad (7)$$

Это означает, что $q \geq 1$. Конечное выражение для распределения намагниченности по толщине имеет вид

$$\sin \theta = (1/q) \operatorname{sn} [K(1/q) - (z/2) \sqrt{c+h}, 1/q], \quad (8)$$

$K(1/q)$ — полный эллиптический интеграл. Константа c находится из условия

$$K(1/q) = d \sqrt{2h/2q}. \quad (9)$$

Оценки при типичных $a \simeq 10^{-12}$ см², $M \simeq 10^3$ Гс, $H \simeq 10^4 \div 10^5$ Э показывают, что благодаря поверхностной анизотропии в объеме пленки формируется неоднородное состояние намагниченности типа доменной стенки Нееля. Однако зависимость $\theta(z)$ такова, что уже на расстоянии ≤ 100 Å от поверхности в области указанных полей $\theta \simeq \theta_m \simeq \pi/2$ — неоднородное состояние локализовано вблизи поверхности.

Рассмотрим МКЭ в данной модели. Из (4), (5) следует

$$f = f_0 + \frac{1}{2} a M^2 c, \quad (10)$$

где c , будучи константой относительно координаты z , является сложной функцией обменной константы, намагниченности и напряженности магнитного поля. Из определения модуля эллиптического интеграла и выражения (7) следует $\lim_{h \rightarrow \infty} c = h$.

Величина МКЭ определяется наклоном изоэнтропии на плоскости (T, H)

$$(\Delta T / \Delta H)_s = (\partial s / \partial H)_T / (\partial s / \partial T)_H, \quad (11)$$

s — энтропия, $s = -df/dT$. Из (11) следует

$$(\Delta T / \Delta H)_s = \frac{T}{c_0 + TH} \frac{\partial M}{(\partial^2 M / \partial T^2) \partial T}, \quad (12)$$

где $c_0 = -T (d^2 f_0 / dT^2)$. Поскольку $\partial M / \partial T < 0$, то при относительно низких температурах имеет место охлаждение пленки, что наблюдается на опыте [1]. Ситуация совершенно иная в области температуры Кюри. Если аппроксимировать температурную зависимость намагниченности согласно теории среднего поля выражением $M = \xi \sqrt{T_c - T}$, где T_c — температура Кюри, ξ — константа, то выражение (12) принимает вид

$$(\Delta T / \Delta H)_s = -2(T_c - T) / [4c_0(T_c - T)^{3/2} - \xi TH]. \quad (13)$$

Отсюда следует, во-первых, отсутствие максимума МКЭ при температуре Кюри, характерного для изотропных ферромагнетиков [4], и, во-вторых, смена знака МКЭ при некоторой температуре T_k , определяемой из уравнения

$$4c_0(T_c - T_k)^{3/2} - \xi T_k H = 0. \quad (14)$$

Очевидно, этот эффект можно вызвать при фиксированной температуре внешним магнитным полем. Температурная зависимость изоэнтропии показана на рис. 1. Физически это означает, что при приближении к температуре Кюри уменьшение энтропии в магнитном поле, приводящее к нагреву пленки, начинает превалировать над тепловыми процессами, вызванными вращением намагниченности. Оценки показывают, что для типичных ферромагнетиков в области магнитных полей напряженностью $10^4 - 10^5$ Э величина $(T_c - T_k)$ составляет несколько градусов, что вполне достижимо для экспериментальной проверки эффекта.

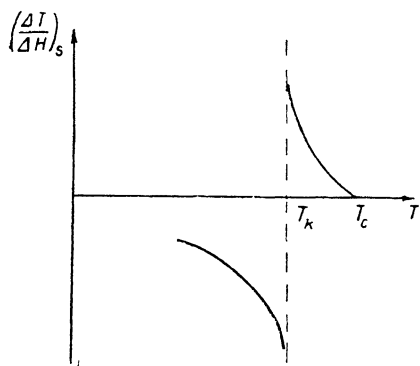


Рис. 1. Температурная зависимость энтропии МКЭ для пленки с поверхностной анизотропией.

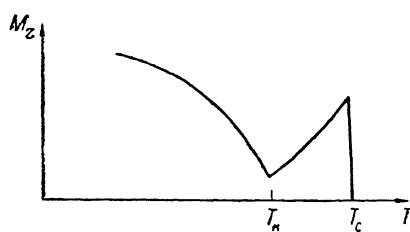


Рис. 2. Температурная зависимость проекции магнитного момента M_z пленки с поверхностной анизотропией.

Заметим, что подобная аномалия МКЭ наблюдается у редкоземельных ферритов-гранатов и интерметаллических соединений, обладающих точкой компенсации [5].

Аномальная температурная зависимость МКЭ вблизи температуры Кюри указывает на возможность проявления в этой температурной области особенностей других магнитных свойств, в частности магнитного момента пленки.

Равновесная ориентация магнитного момента находится усреднением выражения (8) по толщине

$$\langle \sin \theta \rangle = (1/d \sqrt{2h}) \operatorname{arctg} (1/q). \quad (15)$$

Поскольку $q \geq 1$, из (9) имеем [3]

$$\frac{d \sqrt{2h}}{2} \simeq \ln \frac{4q}{\sqrt{q^2 - 1}}, \quad (16)$$

откуда

$$1/q = 1 - 8 \exp(-d \sqrt{2h}). \quad (17)$$

Проекция магнитного момента на ось определяется как $M \langle \sin \theta \rangle$,

$$M_x = \frac{\sqrt{a} M^{3/2}}{d \sqrt{H}} \operatorname{arctg} [1 - 8 \exp(-2d \sqrt{H/aM})]. \quad (18)$$

Из (18) видно, что проекция магнитного момента также имеет минимум вблизи температуры Кюри (рис. 2). Значение T_k , оцененное по формуле (18), по порядку величины совпадает с соответствующим значением, определенным по формуле (14). Аномальное поведение магнитного момента

вызвано тем, что при приближении к температуре Кюри увеличение проекции M , за счет вращения усредненного вектора магнитного момента по направлению к нормали к плоскости пленки происходит быстрее, чем уменьшение самого модуля M из-за роста температуры.

Таким образом, одним из проявлений поверхностной анизотропии в тонких магнитных пленках являются особенности их терромагнитных свойств вблизи температуры Кюри.

Авторы благодарны Г. А. Петраковскому и Ю. М. Федорову за обсуждение результатов, а также А. Ф. Савицкому за техническую помощь.

Список литературы

- [1] Бабкин Е. В., Уринов Х. О. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 1. С. 236—238.
- [2] Бабкин Е. В., Уринов Х. О. // Изв. вузов, физика. 1989. № 11. С. 40—43.
- [3] Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М., 1977. С. 92.
- [4] Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1971. С. 405.
- [5] Белов К. П., Никитин С. А. // Магнитные свойства кристаллических и аморфных сред. Новосибирск, 1989. С. 19—42.

Институт физики им. Л. В. Киренского
СО АН СССР
Красноярск

Поступило в Редакцию
16 февраля 1990 г.
