Изв. АН Армянской ССР, Физика, 9, 410—415 (1974)

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПОПЕРЕЧНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПЛЕНОК С ОДНОНАПРАВЛЕННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

К. А. ЕГИЯН, Ю. Г. САНОЯН

В работе дается полный аналитический расчет поперечной восприимчивости χ одноосной ферромагнитной пленки с системой жестко закрепленных спинов на одной из ее поверхностей в направлении оси легкого намагничивания. Рассмотрен случай, когда внешнее подмагничивающее поле и пробное переменное поле малой амплитуды направлечы соответственно вдоль осей легкого и трудного намагничивания. Расчеты показывают, что однонапраленная анизотропия приводит к сложной зависимости $\chi(H)$, которая не может быть получена введением однородного эффективного поля.

Известно, что обменное взаимодействие между непосредственно соприкасающимися ферро- и антиферромагнитными фазами приводит к обменной анизотропии. Впервые это явление наблюдалось Майклджоном и Бином [1] в образцах мелкодисперсного частично окисленного кобальта, затем в тонких магнитных пленках [2]. В пленочных структурах Mn—$FeNi$ оно подробно исследовалось Глазером с соавторами [3, 4].

Измерения вращательных моментов таких систем в больших полях показывают, что эта величина имеет компоненту, пропорциональную $\sin\varphi$, т. е. обменная анизотропия проявляется как однонаправленная, так что энергия взаимодействия между магнитными фазами должна быть пропорциональна косинусу угла между направлениями намагниченности фаз. В этом представлении действие однонаправленной анизотропии сводится к учету некоторого эффективного поля $H_{\text{эфф}}$, что приводит к простому смещению расчетных петель гистерезиса и кривых восприимчивости. Однако такой подход не объясняет многих экспериментальных характеристик этих пленок, в частности, кривые поперечной восприимчивости $\chi(H)$ [5].

В данной работе сделан аналитический расчет кривых $\chi(H)$ системы «одноосная магнитная пленка-антиферромагнетик», причем принимается, что спины антиферромагнетика жестко закреплены в направлении оси легкого намагничивания анизотропной пленки, что справедливо при воздействии внешних полей, много меньших эффективного поля антиферромагнитной анизотропии. Расчет сделан в общем виде без каких-либо приближений и аппроксимаций с учетом пространственного распределения намагниченности по толщине анизотропной пленки. Необходимо отметить отсутствие работ по расчету $\chi(H)$ с учетом пространственного распределения намагниченности. В появившейся недавно статье [6] принимается, что намагниченности в слоях жестко связаны и взаимодействуют по закону $\cos\Theta$.

Расчет восприимчивости

Рассмотрим однородную ферромагнитную пленку с полем анизотропии H_k и толщиной d, у которой намагниченность одной из поверхностей $(z=0)$ зафиксирована в направлении ее оси легкого намагничивания x и лежит в плоскости xy. Внешнее перемагничивающее поле H_x и переменное сигнальное поле малой амплитуды H_y направлены соответственно вдоль осей легкого и трудного намагничивания.

Поперечная восприимчивость для этого случая имеет вид

$$\chi = \left(\frac{dM_y}{dH_y}\right)_{H_y \to 0} = \frac{M_s}{H_k}\int\limits_0^1 \cos\Theta\left(\frac{d\Theta}{dh_y}\right)_{h_y\to 0} dl, \tag{1}$$

где M_s — намагниченность насыщения единицы объема, M_y — проекция полной намагниченности на ось y, Θ — угол между локальной намагниченностью M_s и осью x, $l = z/d$, $h_y = H_y/H_k$. При достаточно больших размерах пленки по осям x и y влиянием полей рассеяния от краев пленки можно пренебречь и принять, что все векторы намагниченности лежат в плоскости пленки.

В [7] показано, что зависимость $\Theta(l)$ определяется уравнением

$$\Theta_l' = \sqrt{\psi(\Theta)/a}, \tag{2}$$

где

$$\psi(\Theta) = (\cos^2\Theta_d - \cos^2\Theta) + 2h_y(\sin\Theta_d - \sin\Theta) + 2h_y(\cos\Theta_d - \cos\Theta),$$

$$a = 2A/H_kM_sd^2,$$

$$h_x = H_x/H_k,$$

Θ_d — угол на свободной поверхности пленки при $z = l$.

Граничные условия имеют следующий вид:

$$l = 0, \qquad \Theta = 0, \tag{3а}$$

$$l = 1, \qquad \Theta_l' = 0. \tag{3б}$$

Классическим вариантом определения χ является подстановка решения уравнения (2) в (1) с последующим интегрированием. Однако такой подход хотя принципиально и возможен, но достаточно сложен. Ниже будет показано, что для определения χ достаточно знания функции $\Theta_d(h_x)$ Используя приведенные в работе [7] расчеты, легко показать, что

$$\cos\Theta_d = -h_x - aK^2, \tag{4а}$$

$$h_x = -\sqrt{-aK^2k^2 + (ak^2+1)^2}, \tag{4б}$$

где K—полный эллиптический интеграл первого рода с модулем k. Значения Θ_d, соответствующие устойчивым конфигурациям системы, лежат в области полей $-\infty < h_x < h_1$, где h_1 — максимальное значение функции (4б). Кроме этого, в области полей $h_x > -1 - \pi^2a/4 = h_2$ уравнение (2) имеет еще одно тривиальное решение, соответствующее устойчивым состояниям системы $\cos\Theta = 1$ [7].

Для определения χ согласно уравнению (1) необходимо найти $\left(\frac{d\Theta}{dh_y}\right)_{h_y\to 0}$, которое обозначим через λ. Для этого из (2) найдем

$$\left(\frac{d\Theta_l'}{dh_y}\right)_{h_y\to 0} = \frac{1}{2\sqrt{af(\Theta)}}\left[\frac{\partial f(\Theta)}{\partial\Theta}\lambda + \frac{\partial f(\Theta)}{\partial h_y}\right], \tag{5}$$

где $f(\Theta)$ равно $\psi(\Theta)$ при $h_y \to 0$. С другой стороны, нетрудно показать, что

$$\left(\frac{d\Theta_l'}{dh_y}\right)_{h_y\to 0} = \sqrt{\frac{f(\Theta)}{a}}\,\frac{d\lambda}{d\Theta}. \tag{6}$$

Это уравнение имеет смысл только для значений Θ_d и h_y, определяемых уравнениями (4). Для тривиального решения $\Theta = 0$ $f(\Theta)$ тождественно равно нулю, а второй множитель в правой части (6) не имеет смысла. Для этого случая решение будет дано ниже.

Приравнивая правые части (5) и (6), получим дифференциальное уравнение относительно λ

$$\lambda_\theta' - \frac{f'(\Theta)}{2f(\Theta)}\lambda = \frac{\sin\Theta_d - \sin\Theta}{f(\Theta)} \tag{7}$$

с граничным условием $\lambda_{\theta=0} = 0$, вытекающим из (3а). Уравнение (7) имеет следующее решение

$$\lambda = \sqrt{f(\Theta)}\int\limits_0^\theta \frac{\sin\Theta_d - \sin\Theta}{f^{3/2}(\Theta)}\,d\Theta. \tag{8}$$

Подставляя (8) в (1) и интегрируя по частям, получим

$$\chi = \frac{M_s\sqrt{a}}{H_k}\int\limits_0^{\theta_d}\frac{(\sin\Theta_d - \sin\Theta)^2}{f^{3/2}(\Theta)}\,d\Theta. \tag{9}$$

Если в этом интеграле по формуле (6) работы [7] перейти к новой переменной, то χ можно выразить через полные эллиптические интегралы первого (K) и второго (E) рода:

$$\chi = \frac{M\sqrt{a}}{H_k(\cos\Theta_d + h_x)^2}\left\{\frac{\sqrt{-h_x - \cos\Theta_d}}{(2h_x + \cos\Theta_d)^2 - 1}\left[4BE(k) + CK(k)\right] - \right.$$
$$\left. - 2(h_x + 1)\sqrt{\frac{1 + \cos\Theta_d}{-2h_x - \cos\Theta_d - 1}}\right\}, \tag{10}$$

где

$$B = \sin^2\Theta_d - 3h_x(h_x + \cos\Theta_d),$$
$$C = (1 + \cos\Theta_d)(h_x + \cos\Theta_d)(2h_x + \cos\Theta_d - 1) - 2 + \cos^2\Theta_d +$$
$$+ (2h_x + \cos\Theta_d)^2.$$

Для расчета χ остается с помощью (4) определить h_x и $\cos\Theta_d$ при некотором значении k и подставить их в (10). При значениях h_x, для которых $\cos\Theta_d$ близко к -1, выражение (10) упрощается и принимает вид

$$\chi \approx \frac{M_s}{H_k(1-h_x)}\left[1-\frac{3\sqrt{a}}{\sqrt{1-h_x}}\right]. \tag{11}$$

Рассчитаем теперь восприимчивость для тривиального решения (2). В этом случае по всей толщине пленки $\Theta=0$ и под действием переменного трудноосного поля малой амплитуды векторы намагниченности будут совершать малые колебания относительно легкой оси. Это дает возможность непосредственно решить уравнение (2) и определить χ подстановкой $\Theta(h_x, l)$ в (1) $\Theta(h_x, l)$ определяется решением дифференциального уравнения первого порядка, получаемого из (2) разложением тригонометрических функций в подкоренном выражении в степенные ряды с точностью до квадратичных членов. В результате получаются следующие выражения для χ:

$$\chi=\frac{M_s}{H_k(h_x+1)}\left[1-\frac{e^{2\sqrt{a_1}}}{\sqrt{a_1}\,(e^{2\sqrt{a_1}}+1)}\right],\quad h_x\geqslant-1, \tag{12а}$$

$$\chi=\frac{M_s}{H_k(h_x+1)}\left[1-\frac{\operatorname{tg}\sqrt{-a_1}}{\sqrt{-a_1}}\right],\quad h_2<h_x\leqslant-1, \tag{12б}$$

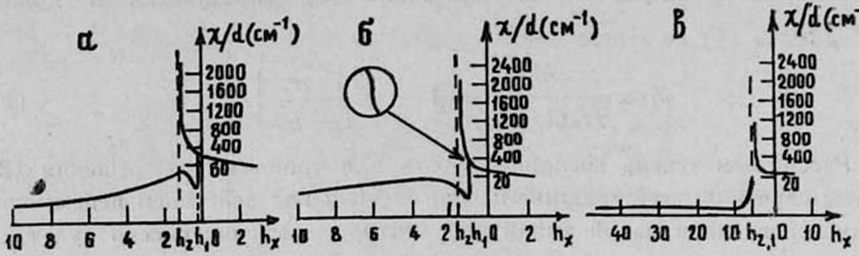
где $a_1=(h_x+1)/a$.

Следовательно, восприимчивость в этой области полей может быть представлена в виде разности $\chi=\chi_1-\chi_2$, где χ_1 — восприимчивость одноосной пленки, а χ_2 — восприимчивость, связанная с обменным взаимодействием. Для значений h_x, при которых $\sqrt{a_1}>3\div 4$, (12а) с большой точностью может быть представлена в виде

$$\chi=\frac{M_s}{H_k(h_x+1)}\left(1-\sqrt{\frac{a}{h_x+1}}\right) \tag{13}$$

и χ стремится к χ_1, когда $h_x\to\infty$. Выражение (13) с точностью до постоянной при $\sqrt{a}$ имеет такой же вид, что и (11), т. е. в области больших отрицательных полей часть восприимчивости, связанная с обменным взаимодействием, выше, чем в положительных.

Функция (12) имеет две особые точки. При $h_x=1$ или $H_x=H_k$ числитель и знаменатель (12) стремятся к нулю. Раскрывая эту неопределенность, легко показать, что левый и правый пределы этой функции равны $M_s^2d^2/6A$. В этой точке $d\chi/dH_x\to\infty$. Второй особой точкой является $h_x=-\pi^2a/4-1$, что соответствует началу разворота векторов при перемагничивании в направлении, обратном намагниченности нижнего слоя [7]. При $h_x\to h_2$ $\chi\to\infty$ и его значение при h_2 определяется формулой (10). На рисунке представлены кривые восприимчивости χ в зависимости от h_x, построенные с помощью таблиц [8]. Параметры пленок указаны под рисунком.



Зависимости χ от h_x, рассчитанные для пленок с параметрами M_s=800 *гаусс*, H_k = 3 *э*, $A = 10^{-6}$ *эрг·см*$^{-1}$ и толщинами *а* — 1,0 *мкм*; *б*—0,6 *мкм*; *в*—0,2 *мкм*.

Обсуждение результатов

Форма кривых, как видно из рисунка, сильно зависит от толщины. С уменьшением толщины восприимчивость быстро уменьшается. Величины полей h_1, h_2 и поле h_p, при котором наблюдается пик восприимчивости, смещаются в сторону больших отрицательных значений. Кривые *а* и *б* на рисунке соответствуют случаю необратимого переключения, которое имеет место для $d \geqslant \pi\sqrt{A/6M_sH_k}$ [7]. Для толщин, меньших этого значения, переключение носит обратимый характер и кривая восприимчивости для этого случая однозначна (см. рисунок).

Приведенные в [5] экспериментальные данные качественно согласуются с теоретическими кривыми для толстых пленок. Конечная величина χ в поле $h=h_2$ обусловлена неоднородностями в пленке. В реальных пленках уменьшение проницаемости при перемагничивании в направлении, обратном направлению обменной анизотропии, начинается до того, как h_x достигает значения h_2. Это явление можно объяснить тем, что граница ферромагнетик-антиферромагнетик несколько размазана из-за взаимной диффузии, что приводит к ослаблению связи, и, следовательно, разворот векторов намагниченности, удаленных от свободной поверхности, начинается при меньших полях. По этой же причине можно ожидать более высоких экспериментальных значений χ по сравнению с расчетными.

Полученные формулы и приведенные кривые указывают на невозможность представления однонаправленной анизотропии с помощью эффективного однородного постоянного поля, что согласуется с экспериментальными данными [5].

Поступила 5.IV.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *W. H. Meiklejohn, C. P. Bean.* Phys. Rev., 102, 1413 (1956); 105, 904 (1957).
2. *O. Massenet, R. Montmory, F. Neel.* IEEE Trans. Magnet., 1, 63 (1965).
3. *А. А. Глазер, А. П. Потапов, Р. И. Тагиров, Я. С. Шур.* ФТТ, 8, 3022 (1966).

4. *A. A. Glaser, A. P. Potapov, R. I. Tagirov, Ya. S. Shur.* Phys. stat. sol., 16, 745 (1966).
5. *Н. М. Саланский, Б. П. Хрусталев, А. А. Глазер.* Сб. Физика магнитных пленок, Иркутск, 1968.
6. *K. O. Legg, W. D. Doyle, M. Prutton.* Phys. stat. sol., (a), 12, 499 (1972).
7. *Ю. Г. Саноян, К. А. Егиян.* ФММ, 38, 231 (1974).
8. *В. М. Беляков, Р. И. Кравцова, М. Г. Рапппорт.* Таблицы эллиптических интегралов, Изд. АН СССР, М., 1962, т. 1.

ՄԻԱԿՈՂՄԱՆԻ ԱՆԻԶՈՏՐՈՊԻԱՅՈՎ ԹԱՂԱՆԹԻ ԸՆԴԼԱՅՆԱԿԱՆ ԸՆԿԱԼՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍԱԿԱՆ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

Կ. Ա. ԵՂՅԱՆ, Յու. Գ. ՍԱՆՈՅԱՆ

Աշխատանքում տրված է մեկ առանցքանի ֆերոմագնիսական թաղանթի χ *ընդլայնական ընկալունակության լրիվ անալիտիկ հաշվարկը, եթե սպինների համակարգը թաղանթի որևէ մեկ հարթության մեջ պինդ ամրացված է թեթև մագնիսացման առանցքի ուղղությամբ։ Դիտարկված է այն դեպքը, երբ արտաքին մագնիսացնող դաշտը և փորձնական փոքր ամպլիտուդի փոփոխական դաշտն ուղղված են համապատասխանաբար թեթև և դժվար մագնիսացման առանցքների ուղղությամբ։ Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ միակողմանի անիզոտրոպիան բերում է* X*-ի բարդ կախվածությանը* H*-ից, որը հնարավոր չէ ստանալ էֆեկտիվ համասեռ դաշտ մտցնելով։*

CALCULATION OF THE TRANSVERSE SUSCEPTIBILITY OF FILMS WITH UNIDIRECTIONAL ANISOTROPY

K. A. EGIYAN, Yu. G. SANOYAN

In this paper we give the complete analytical expression for the transverse susceptibility χ of uniaxial ferromagnetic films in the case of the remagnetizing field H directed along the easiest magnetization axis. The calculated $\chi(H)$ curves qualitatively agree with experimental curves for (0,6—1,0 *mu*) thick films.