

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ДВУХСЛОЙНЫХ
ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

В. А. МАМЯН

Рассчитана общая формула дифференциальной восприимчивости двухслойных ферромагнитных тонких пленок. Рассмотрен частный случай смещения пиков восприимчивости при взаимодействии низкокоэрцитивного и высококоэрцитивного слоев.

В последнее время многослойные пленки являются предметом всестороннего исследования не только из-за перспективности их применения, но и потому, что представляют большой научный интерес. Последнее связано с различными типами взаимодействий в магнитосвязанных пленках—обменными, магнитостатическими, магнитострикционными.

Проблема исследования взаимодействия в магнитосвязанных пленках обусловлена тем фактом, что вышеуказанные взаимодействия сложным образом зависят от толщины слоев, их магнитных свойств и структурных особенностей, что приводит к сложным теоретическим расчетам при рассмотрении условия равновесия векторов намагниченности.

Дифференциальная восприимчивость ферромагнетиков очень чувствительна ко всяким эффективным полям, связанным с различными взаимодействиями векторов намагниченности, и может быть эффективным методом изучения физики двухслойных пленок.

Нужно отметить, что в литературе почти нет работ, связанных с изучением дифференциальной восприимчивости двухслойных пленок [1]. Цель данной работы—получить общие формулы дифференциальной восприимчивости двухслойных пленок и рассмотреть некоторые частные случаи.

Общая формула дифференциальной восприимчивости
двухслойных пленок

Рассмотрим двухслойную пленку с толщинами слоев d_1 и d_2 , намагниченностями M_1 и M_2 , константами анизотропии K_1 и K_2 . Расположение легких осей, внешних полей и направления наблюдения с обозначениями соответствующих углов приводятся на рис. 1.

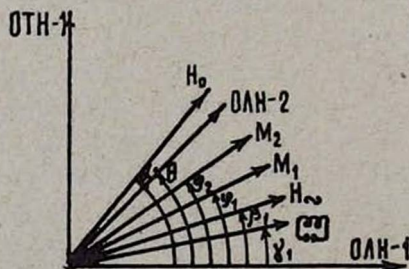


Рис. 1. Диаграмма для расчета дифференциальной восприимчивости.

Предполагается, что поведение пленок соответствует однодоменной теории когерентного вращения намагниченности, причем энергия взаимодействия между слоями зависит лишь от направления намагниченности слоев $E(\varphi_1\varphi_2)$ и подчиняется закону косинуса. Тогда общая энергия системы на единицу площади взаимосвязанных поверхностей будет иметь вид

$$F = -H_0 M_1 d_1 \cos(\alpha_1 - \varphi_1) + K_1 d_1 \sin^2 \varphi_1 - H_- M_1 d_1 \cos(\varphi_1 - \beta_1) - \\ - H_0 M_2 d_2 \cos(\alpha_2 - \varphi_2) + K_2 d_2 \sin^2 \varphi_2 - H_- M_2 d_2 \cos(\varphi_2 - \beta_2) + E(\varphi_1 \varphi_2).$$

Введем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \alpha_1 - \theta &= \alpha_2, \\ \theta - \beta_1 &= \beta_2, \\ \theta - \gamma_1 &= \gamma_2. \end{aligned} \quad (2)$$

Тогда, согласно определению, восприимчивость равна

$$\chi_{\left(\begin{smallmatrix} \alpha_1 \beta_1 \gamma_1 \\ \alpha_2 \beta_2 \gamma_2 \end{smallmatrix}\right)}(H_0) = \frac{d}{dH_-} (m_1 + m_2) = \left(\frac{\partial m_1}{\partial \varphi_1} + \frac{\partial m_2}{\partial \varphi_2} \right) \frac{d\varphi_1}{dH_-} + \left(\frac{\partial m_1}{\partial \varphi_2} + \frac{\partial m_2}{\partial \varphi_1} \right) \frac{d\varphi_2}{dH_-}, \quad (3)$$

где m_1 и m_2 — проекции намагниченностей M_1 и M_2 на направление наблюдения, а индексы при χ соответствуют обозначениям Гоффмана [2].

Для нахождения $\frac{d\varphi_1}{dH_-}$ и $\frac{d\varphi_2}{dH_-}$ надо решить систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dH_-} \left(\frac{\partial F}{\partial \varphi_1} \right) &= 0 \\ \frac{d}{dH_-} \left(\frac{\partial F}{\partial \varphi_2} \right) &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (4)$$

Легко видеть, что систему (4) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi_1^2} \right|_{H_- = 0} \times \frac{d\varphi_1}{dH_-} + \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_1 \partial \varphi_2} \cdot \frac{d\varphi_2}{dH_-} &= -M_1 d_1 \sin(\varphi_1 - \beta_1), \\ \left. \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi_2^2} \right|_{H_- = 0} \times \frac{d\varphi_2}{dH_-} + \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_1 \partial \varphi_2} \cdot \frac{d\varphi_1}{dH_-} &= -M_2 d_2 \sin(\varphi_2 - \beta_2). \end{aligned} \quad (4a)$$

Подставляя значения $\frac{d\varphi_1}{dH_-}$ и $\frac{d\varphi_2}{dH_-}$ из уравнения (4a) в (3) и учитывая, что

$$\begin{aligned} m_1 &= M_1 \cos(\varphi_1 - \gamma_1) = \vec{M}_1 \vec{N}, \\ m_2 &= M_2 \cos(\varphi_2 - \gamma_2) = \vec{M}_2 \vec{N}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\vec{N}$ — единичный вектор по направлению наблюдения, для дифференциальной восприимчивости получаем следующее выражение:

$$\chi_{\left(\begin{smallmatrix} \alpha_1 \beta_1 \gamma_1 \\ \alpha_2 \beta_2 \gamma_2 \end{smallmatrix}\right)}(H_0) = \left\{ \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi_1^2} \Big|_{H_0=0} \times \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi_2^2} \Big|_{H_0=0} - \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_1 \partial \varphi_2} \right]^2 \Big|_{H_0=0}^{-1} \right\} \times \\ \times \left\{ \frac{\partial}{\partial \varphi_1} (\vec{M}_1 \vec{N}) \left[\frac{\partial}{\partial \varphi_1} (\vec{M}_1 \vec{n}) \times \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi_2^2} \Big|_{H_0=0} \times d_1 - d_2 \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_1 \partial \varphi_2} \vec{M}_2 \vec{n} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial \varphi_2} (\vec{M}_2 \vec{N}) \left[\frac{\partial}{\partial \varphi_2} (\vec{M}_2 \vec{n}) \times \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi_1^2} \Big|_{H_0=0} \times d_2 - d_1 \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_1 \partial \varphi_2} \vec{M}_1 \vec{n} \right] \right\}. \quad (6)$$

В выражении (6) $\vec{n}$ — единичный вектор по направлению бесконечно малого переменного пробного поля, а значения углов φ_1 и φ_2 находятся из условий устойчивого равновесия

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi_1^2} \times \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi_2^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi_1 \partial \varphi_2} \right)^2 > 0, \quad (6a)$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi_1^2} > 0.$$

Некоторые частные случаи

1. Невзаимодействующие пленки с одинаковыми характеристиками.

В этом случае $\alpha_1 = \alpha_2$, $\beta_1 = \beta_2$, $\gamma_1 = \gamma_2$, $M_1 = M_2$, $K_1 = K_2$, $d_1 = d_2$ и поперечная восприимчивость имеет вид

$$\chi_{\left(\begin{smallmatrix} \pi/2 & 0 & 0 \\ \pi/2 & 0 & 0 \end{smallmatrix}\right)}(H_0) = 2Md \sin^2 \varphi / \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \Big|_{H_0=0}, \quad (7)$$

что соответствует восприимчивости идеальной пленки, приведенной в [3, 4].

То же имеет место для продольной восприимчивости.

2. Двухслойная пленка с обменным взаимодействием.

Предполагается [5], что энергия взаимодействия имеет вид

$$E = \Gamma (1 - \cos \psi), \quad (8)$$

где $\psi = \varphi_1 - \varphi_2$, Γ — константа, характеризующая взаимодействие.

а) Рассмотрим восприимчивость в случае пленок с взаимно перпендикулярными легкими осями, причем H_0 направлено по легкой оси первой пленки. Тогда в случае $H_0 \gg H_{K_1}$, $\varphi_1 = \varphi_2$ восприимчивость будет иметь вид

$$\chi_{\left(\begin{smallmatrix} 0 & \pi/2 & \pi/2 \\ \pi/2 & 0 & 0 \end{smallmatrix}\right)}(H_0) = \\ = \frac{M_1 \left(\frac{H_0 - H_{K_2} + H_{\Gamma_2}}{H_{K_1}} \right) + M_2 \left(1 + \frac{H_0}{H_{K_1}} + \frac{H_{\Gamma_1}}{H_{K_1}} \right) - \left(\frac{M_2 H_{\Gamma_2}}{H_{K_1}} - \frac{M_1 H_{\Gamma_1}}{H_{K_1}} \right)}{(H_0 - H_{K_2} + H_{\Gamma_2}) \left(1 + \frac{H_0}{H_{K_1}} + \frac{H_{\Gamma_1}}{H_{K_1}} \right) - \frac{H_{\Gamma_2} H_{\Gamma_1}}{H_{K_1}}}, \quad (9)$$

Тогда

$$H_{K_1} = \frac{2K_1}{M_1}, \quad H_{K_2} = \frac{2K_2}{M_2}, \quad H_{\Gamma_1} = \frac{\Gamma}{M_1 d_1}, \quad H_{\Gamma_2} = \frac{\Gamma}{M_2 d_2}.$$

В случае $H_0 = H_{K_1} = H_{K_2}$, $d_1 = d_2$ и $M_1 = M_2$ формула (9) принимает очень простой вид

$$\chi_{\left(\begin{smallmatrix} 0 & \pi/2 & \pi/2 \\ \pi/2 & 0 & 0 \end{smallmatrix}\right)}(H_k) = \frac{M^2 d}{\Gamma},$$

т. е. в этом случае в отличие от однодоменной идеальной пленки в поле H_k восприимчивость имеет конечное значение, определяемое силой обменного взаимодействия. При отсутствии взаимодействия ($\Gamma = 0$) $\chi(H_k) \rightarrow \infty$.

В случае, когда один из слоев высококоэрцитивен, $H_{K_1} \gg H_0 \gg H_{K_2}$, из выражения (9) легко найти поле, соответствующее максимальной восприимчивости,

$$H_{\max} = H_{K_1} - \frac{2\Gamma d_1 K_1}{2M_2 d_2 d_1 K_1 + \Gamma M_2 d_2}. \quad (9б)$$

При $\Gamma = 0$ $H_{\max} = H_{K_2}$; рост Γ приводит к смещению пика восприимчивости в область полей, меньших H_{K_1} . Интенсивность смещения будет тем сильнее, чем больше Γ и меньше d_2 и M_2 . Зная параметры несвязанных пленок, по величине смещения пика восприимчивости можно определить величину обменной постоянной A , входящей в Γ .

б) Рассмотрим случай продольной восприимчивости

$$\alpha_1 = \alpha_2 = 0, \quad \varphi_1 = \varphi_2 = 0, \quad \gamma_1 = \gamma_2 = 0,$$

предполагая опять, что один слой высококоэрцитивный. Тогда смещение пика восприимчивости будет определяться формулой

$$-H_{\max} = -H_{K_2} + \frac{2\Gamma d_1 K_1}{2M_2 d_2 K_1 d_1 + \Gamma M_2 d_2}. \quad (9в)$$

При $K_1 \rightarrow \infty$ смещение пика будет равно

$$-H_{\max} = \frac{\Gamma}{M_2 d_2} + H_{K_1}. \quad (9г)$$

Это соответствует случаю полного закрепления спинов магнито жесткого слоя.

3. Двухслойная пленка с немагнитной прослойкой и микромагнитостатическим взаимодействием.

Такую систему рассматривал Неель [6] и показал, что из-за наличия шероховатости пленки будут иметь микромагнитостатическое взаимодействие, причем энергия будет иметь вид

$$E = -\frac{\pi^3}{4\sqrt{2}} \frac{h_1 h_2}{L} e^{-\frac{2\sqrt{2}\pi b}{L}} M_1 M_2 \Phi^2 \cos \psi, \quad (10)$$

где h_1 и h_2 — амплитуды волны шероховатости, b — толщина прослойки, L — длина волны шероховатости, Φ — диаметр пленок.

Поскольку вид энергии взаимодействия подобен (8), поле, соответствующее пику восприимчивости, при выполнении тех же условий, что и при выводе (96), в этом случае будет равно

$$H_{\max} = H_K - \frac{2AK_1d_1}{M_2d_2K_1d_1 + AM_2d_2},$$

где

$$A = -\frac{\pi^2 h_1 h_2}{\sqrt{2}L} e^{-\frac{2\sqrt{2}\pi b}{L}}.$$

Оценим величину смещения пика дифференциальной восприимчивости, связанную с шероховатостью. На рис. 2 и 3 приведена зависимость смещения пика восприимчивости для случаев:

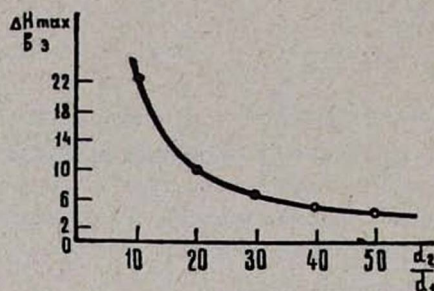


Рис. 2. Зависимость смещения пика восприимчивости от отношения толщин низкокоэрцитивного и высококоэрцитивного слоев в случае геометрической шероховатости.

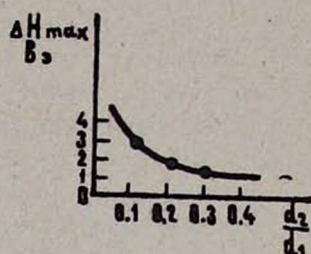


Рис. 3. Зависимость смещения пика восприимчивости от отношения толщин низкокоэрцитивного и высококоэрцитивного слоев в случае структурной шероховатости.

а) геометрической шероховатости

$L = 1 \mu$, $h_1 = h_2 = 0,1 \mu$, $b = 100 \text{ \AA}$, $d_2 = 1000 \text{ \AA}$, соответствующий график приведен на рис. 2;

б) структурной шероховатости

$L = 400 \text{ \AA}$, $h_1 = h_2 = 10 \text{ \AA}$, $d_2 = 400 \text{ \AA}$, $b = 33 \text{ \AA}$, соответствующий график приведен на рис. 3.

Обсуждение и сравнение некоторых экспериментальных результатов

Полученные результаты можно сравнить с некоторыми экспериментальными данными. Так, Глазером [7] исследовалась зависимость сдвига петли гистерезиса ΔH от эффективной толщины ферромагнитного слоя d_2 в случае взаимодействия типа ферромагнетик-антиферромагнетик. Им получена линейная зависимость между ΔH и $1/d_2$. Этот случай математически соответствует формуле (9г), где смещение пика восприимчивости также обратно пропорционально d_2 . В работе [8] экспериментально определя-

лось смещение петли в случае микромагнитостатического взаимодействия для системы EuO , Eu_2O_3 , FeN_i . При толщине немагнитной прослойки $b=33\text{ Å}$, $d=400\text{ Å}$, $h_1=h_2=10\text{ Å}$ и $L=400\text{ Å}$ ΔH равнялось 3 э, что по порядку величины совпадает с приведенным на графике рис. 3 смещением пика восприимчивости для этого типа взаимодействия.

Необходимы дальнейшие систематические эксперименты для определения поведения восприимчивости двухслойных пленок при различных типах взаимодействия и выяснения возможности определения параметров взаимодействия на основе экспериментальных данных.

Ереванский государственный
университет

Поступила 7.XII.1972

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. D. Ysaac Brit. J. Appl. Phys., 1, 942 (1968).
2. H. Hoffman. Phys. status solidi, 33, 175 (1969).
3. А. Г. Лесник. ФММ, 27, вып. 6 (1969).
4. E. Feldkeller. Z. Phys., 176, 510 (1965).
5. W. Brodkorb. Phys. status solidi (a), 3, 331 (1970); 5, 381 (1971).
6. L. Neell, C. R. Acad. Sci. (Paris), 255, 1676 (1962).
7. А. А. Глазев, А. П. Потапов и др. Физика магнитных пленок, Иркутск, 1968.
8. G. S. Almasi, K. J. Ahn. J. Appl. Phys., 41, 1258 (1970).

ԵՐԿՇԵՐՏ ՖԵՐՐՈՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԴԻՖԵՐԵՆՑԻԱԼ ԹԱՓԱՆՑԵԼԻՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ո. Հ. ՄԱՄԻԱՆ

Հաշված է երկշերտ ֆերրոմագնիսական թաղանթների դիֆերենցիալ թափանցելիությունը կախված ինչպես արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտի մեծությունից և ուղղությունից, այնպես էլ փոփոխական մագնիսական դաշտի ուղղությունից: Դիտարկված է նաև դիֆերենցիալ թափանցելիության փոփոխությունը կախված դիտման ուղղությունից: Շերտերի փոխազդեցության էներգիան ընդհանուր դեպքում վերցված է որպես անբացահայտ ֆունկցիա այդ շերտերի մագնիսական վեկտորներով կազմված անկյունից: Մասնավոր դեպքում, երբ փոխազդում են մեծ և փոքր կոերցիտիվությամբ թաղանթներ, ստացված է մաքսիմալ թափանցելիության տեղաշարժի բանաձև:

Արդյունքները համընկնում են հայտնի փորձնական տվյալների հետ:

DIFFERENTIAL SUSCEPTIBILITY OF BILAYER FERROMAGNETIC FILMS

V. H. MAMIAN

A general formula is derived for differential susceptibility of bilayer ferromagnetic films in dependence on the magnitude and direction of d.c. magnetic field and the direction of a.c. magnetic field. The dependence of magnetic susceptibility on the change of the direction of observation is also considered. The calculations are based on the model of coherent rotation.

In the general case the energy of interaction between the layers is considered to be an implicit function of the angle between the magnetizations of individual layers. The results are in good agreement with known experimental data.