

- [3] Д а р и н с к и й Б.М., С а й к о Д.С., Ф е д о - р о в Ю.А. // Изв. вузов. Физика. 1987. Т. 30. В. 9. С. 53-57.
- [4] Д а р и н с к и й Б.М., Ф е д о р о в Ю.А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 10. С. 2048-2051.
- [5] Д а р и н с к и й Б.М., С а й к о Д.С., Ф е д о - р о в Ю.А. // ФММ. 1988. Т. 65. В. 3. С. 610-613.
- [6] Ф е д о р о в Ю.А. // ФММ. 1987. Т. 64. В. 4. С. 704-708.
- [7] К а й б ы ш е в О.А., В а л и е в Р.З. Границы зерен и свойства металлов. М.: Металлургия. 1987.

Воронежский  
политехнический  
институт

Поступило в Редакцию  
28 декабря 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 5

12 марта 1990 г.

05.2

© 1990

### ЭФФЕКТИВНАЯ АНИЗОТРОПИЯ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Т.М. С е м е н ц о в а, Д.И. С е м е н ц о в,  
В.В. С и д о р е н к о в

1. Появление плоскостной структурной анизотропии электросопротивления в металлических магнитных пленках, конденсируемых при наклонном падении молекулярного пучка на подложку [1, 2], ставит задачу выделения на фоне достаточно сильного структурно-резистивного эффекта, проявляющегося в зависимости продольного и поперечного (по току) электросопротивления от ориентации оси электрической анизотропии (ОЭА), слабых гальваномагнитных эффектов, проявляющихся в зависимости продольного (магниторезистивный эффект) и поперечного (плоский гальваномагнитный эффект) электросопротивления от ориентации намагниченности [3, 4]. В настоящей работе на основе общих соотношений, определяющих угловую зависимость электросопротивления магнитной пленки, вводится понятие эффективной анизотропии электросопротивления и приводится алгоритм разделения указанных эффектов и определения электрических параметров пленки.

Связь напряженности электрического поля  $\vec{E}$  с плотностью тока  $\vec{j}$ , полученная для электроанизотропной магнитной пленки, может быть представлена следующим образом [5]:

$$\vec{E} = \rho_{\perp} \vec{j} + 2\vec{n}_m (\vec{n}_m \vec{j}) \Delta\rho_m + 2\vec{n}_e (\vec{n}_e \vec{j}) \Delta\rho_e, \quad (1)$$

где  $\vec{n}_m$  и  $\vec{n}_e$  - орты, определяющие ориентацию магнитного момента и ОЭА в пленке относительно вектора  $\vec{j}$ ;  $\Delta\rho_m$  и  $\Delta\rho_e$  - анизотропия электросопротивления, обусловленная намагниченностью и структурой пленки;  $\rho_{\parallel\perp} = \rho_0 \pm \Delta\rho_m \pm \Delta\rho_e$ ,  $\rho_0 = \frac{1}{2}(\rho_{\parallel} + \rho_{\perp})$ .

Запишем продольную и поперечную компоненты электрического поля, вводя углы  $\varphi_m$  и  $\varphi_e$  между плотностью тока, намагниченностью и ОЭА:

$$\begin{aligned} E_{\parallel} &= (\rho_0 + \Delta\rho_m \cos 2\varphi_m + \Delta\rho_e \cos 2\varphi_e) j, \\ E_{\perp} &= (\Delta\rho_m \sin 2\varphi_m + \Delta\rho_e \sin 2\varphi_e) j. \end{aligned} \quad (2)$$

В отсутствие структурной анизотропии ( $\Delta\rho_e=0$ ) соотношения (2) переходят в известные, описывающие только гальваномагнитные эффекты в магнитных пленках.

2. Характер угловых зависимостей электросопротивления, определяемый (2), а также тот факт, что в прямом эксперименте измеряется суммарный вклад магнитной и структурной анизотропии, указывают на необходимость введения эффективной анизотропии электросопротивления в соответствии со следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} E_{\parallel} &= (\rho_0 + \Delta\rho \cos 2\psi) j, \\ E_{\perp} &= \Delta\rho \sin 2\psi j, \end{aligned} \quad (3)$$

где введены эффективные параметры

$$\begin{aligned} \Delta\rho &= [\Delta\rho_e^2 + \Delta\rho_m^2 + 2\Delta\rho_e \Delta\rho_m \cos 2(\varphi_e - \varphi_m)]^{1/2}, \\ \psi &= \frac{1}{2} \arctg \frac{\Delta\rho_e \sin 2\varphi_e + \Delta\rho_m \sin 2\varphi_m}{\Delta\rho_e \cos 2\varphi_e + \Delta\rho_m \cos 2\varphi_m}, \end{aligned}$$

играющие роль величины эффективной анизотропии и ориентации ее оси. На рис. 1 представлена зависимость  $\Delta\rho$  и  $\psi$  от угла разориентации  $\Delta\varphi = \varphi_e - \varphi_m$  ОЭА и намагниченности при различных значениях электрической анизотропии. Из приведенных зависимостей следует, что при фиксированных значениях магнитной и структурной анизотропии эффективная анизотропия и ее направление существенно зависят от взаимной ориентации ОЭА и намагниченности. Так, эффективная анизотропия максимальна ( $\Delta\rho = \Delta\rho_m + \Delta\rho_e$ ) при  $\Delta\varphi = 0$  и минимальна ( $\Delta\rho = |\Delta\rho_e - \Delta\rho_m|$ ) при  $\Delta\varphi = \pi/2$ . Направление оси эффективной анизотропии  $\psi$  в первом случае совпадает с  $\varphi_e = \varphi_m$ , а во втором случае  $\psi = \varphi_e$ , если  $\Delta\rho_e > \Delta\rho_m$ , и  $\psi = \varphi_m$ , если  $\Delta\rho_m > \Delta\rho_e$ . При  $\Delta\varphi \neq 0$ ,  $\pi/2$  ось эффективной анизотропии занимает промежуточное положение между ОЭА и направлением намагниченности.

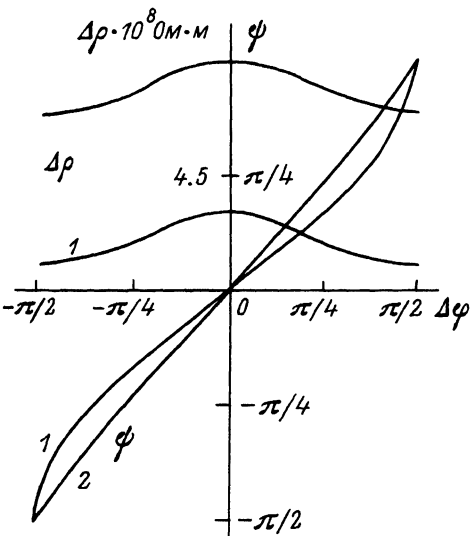


Рис. 1. Угловая зависимость эффективной анизотропии электросопротивления ( $\Delta\rho$  и  $\psi$ ) пленки с параметрами:  $\Delta\rho_m = 10^{-8}$  Ом · м,  $\Delta\rho_e = 2 \cdot 10^{-8}$  Ом · м (1),  $8 \cdot 10^{-8}$  Ом · м (2).

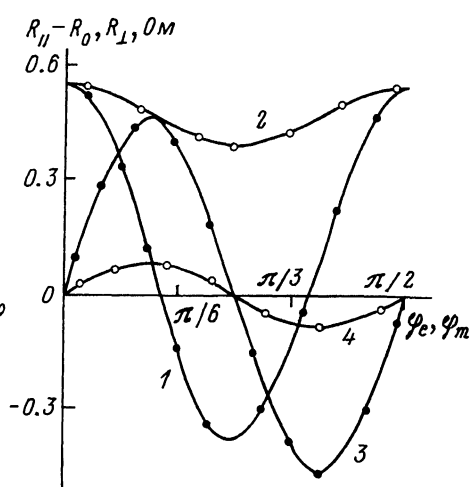


Рис. 2. Зависимость продольного  $R_{||}$  (1, 2) и поперечного  $R_{\perp}$  (3, 4) электросопротивления от углов  $\varphi_e$  ( $\varphi_m = 0$ ; 1, 3) и  $\varphi_m$  ( $\varphi_e = 0$ ; 2, 4),  $R_0 = 1.3$  Ом.

3. Определение величин  $\rho_0$ ,  $\Delta\rho_e$  и  $\Delta\rho_m$  может быть проведено лишь после выявления направления ОЭА. С учетом приведенных соотношений определение ОЭА проводится следующим образом. Подмагничивающее поле  $H$ , значительно превышающее поле магнитной анизотропии пленки ( $H \gg H_k$ ), ориентируем вдоль тока. Используя прижимные токовые и измерительные контакты, вращаем пленку, изменяя угол  $\varphi_e$ . Максимальное значение  $E_{||} / j$  (т.е.  $U_{||} / I$ ) при фиксированном  $j$  (т.е.  $I$ ) соответствует  $\varphi_e = 0$ .

Величина соответствующей составляющей электрического поля в (2) определяется двумя углами -  $E_x(\varphi_e, \varphi_m)$ . Проводя измерения при фиксированных значениях тока и одного из углов  $\varphi_e$  (или  $\varphi_m$ ) для двух различных уравнений, позволяющую определить параметр  $\Delta\rho_m$  (или  $\Delta\rho_e$ ). Так, проводя измерения продольного поля, получаем

$$\Delta\rho_m = \frac{1}{2j} [E_{||}(0,0) - E_{||}(0, \pi/2)],$$

$$\Delta\rho_e = \frac{1}{2j} [E_{||}(0,0) - E_{||}(\pi/2, 0)].$$
(4)

Эти же параметры можно определить, измеряя поперечное поле:

$$\Delta \rho_m = \frac{1}{2j} [E_{\perp}(0, \pi/4) - E_{\perp}(0, -\pi/4)], \quad (5)$$

$$\Delta \rho_e = \frac{1}{2j} [E_{\perp}(\pi/4, 0) - E_{\perp}(-\pi/4, 0)].$$

Для определения  $\rho_0$  получаем выражение

$$\rho_0 = \frac{1}{2j} [E_{\parallel}(0, 0) + E_{\parallel}(\pi/2, \pi/2)]. \quad (6)$$

На рис. 2 представлены экспериментальные и расчетные зависимости продольного  $R_{\parallel}$  (кривые 1, 2) и поперечного  $R_{\perp}$  (кривые 3, 4) электросопротивления от углов  $\varphi_e$  ( $\varphi_m = 0$ , кривые 1, 3) и  $\varphi_m$  ( $\varphi_e = 0$ , кривые 2, 4). На пленке состава  $70Ni\ 12Fe\ 18Co$  и размерами  $15\text{ мм} \times 10\text{ мм} \times 2100\text{ \AA}$ , полученной при угле напыления  $52^\circ$ , имеющей поле магнитной анизотропии  $H_K = 13\text{ Э}$ , измерения проводились при фиксированном значении тока  $I = 10\text{ мА}$  в подмагничивающем поле  $H = 180\text{ Э}$ . Расстояние между измерительными электродами  $d = 9\text{ мм}$ . Используя экспериментальные значения и соотношения (4, 6), для искомых параметров пленки получаем:  $\rho_0 = 26.9 \cdot 10^{-8}\text{ Ом} \cdot \text{м}$ ,  $\Delta \rho_m = 1.1 \cdot 10^{-8}\text{ Ом} \cdot \text{м}$ ,  $\Delta \rho_e = 6.1 \cdot 10^{-8}\text{ Ом} \cdot \text{м}$ . Таким образом, величина магниторезистивного эффекта составляла  $\Delta \rho_m / \rho_0 = 4.1\%$ , а структурно-резистивного —  $\Delta \rho_e / \rho_0 = 22.6\%$ .

Проведенный анализ представляет особый интерес в связи с возможностью создания в пленках управляемой анизотропии электросопротивления [6–8] за счет ориентирующего действия на кристаллографические оси в блоках поликристаллического металла тока высокой плотности ( $j \sim 10^9 - 10^{11}\text{ А/м}^2$ ).

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Адамский Р.Ф. В кн.: Тонкие магнитные пленки. ГИТЛ УССР, Киев. 1963. 172 с.
- [2] Палатник Л.С., Фукс М.Я., Ксеевич В.М. Механизмы образования и субструктура конденсированных пленок. М.: Наука, 1972. 320 с.
- [3] Vidinh K // Physics. 1975. V. 82B. P. 339–342.
- [4] Карпенков С.Х. // Зарубежная радиоэлектроника. 1979. № 3. С. 27–41.
- [5] Семенова Т.М., Сидоренков В.В. Тез. докл. У Всероссийского совещания по физике магнитных явлений. Астрахань, 1989. с. 14.
- [6] Вдовин Е.Е., Касумов А.Ю. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 1. С. 311–313.
- [7] Гордеев В.Ф., Пустогаров А.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. В. 23. С. 1416–1417.
- [8] Сидоренков В.В. // ДАН СССР. 1989. Т. 308. № 4. С. 870–873.

Поступило в Редакцию  
19 декабря 1989 г.