

- [2] H u b e r t A. // Z. Angew. Phys. 1971. В. 32. Н. 1. С. 58-63.
- [3] З у б о в В.Е., К р и н ч и к Г.С., К у д а к о в А.Д. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 12. С. 243-249.
- [4] S c h l ö m a n n E. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 4. P. 1837-1854; H u b e r t A. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 5. P. 2276-2287.

Московский государственный
университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
22 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 4

26 февраля 1991 г.

05.2; 09

© 1991

ВЛИЯНИЕ ТОКА НА МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Д.И. Семенов, В.В. Сидоренков,
С.Л. Тимченко

В настоящей работе впервые экспериментально выявлена зависимость величины магниторезистивного эффекта (МРЭ) от плотности электрического тока в металлических тонких магнитных пленках (ТМП), не связанная с нагревом образца под действием тока. Предлагается теоретическая модель, объясняющая результаты эксперимента.

На рис. 1 представлена угловая зависимость магнетосопротивления $R(\varphi_H)$ пермаллоевой ($66Ni$ 34 Fe) пленки толщиной $L \sim 0.4$ мкм при плотности пропускаемого в пленке тока $j_2 = 1.3 \times 10^9$ А/м² и двух значениях подмагничивающего поля H : $4 \cdot 10^3$ А/м (кривая 1) и $4 \cdot 10^4$ А/м (кривая 2). Угол φ_H определяет взаимную ориентацию векторов \vec{H} , \vec{j} . Увеличение H приводит к симметрии кривых $R(\varphi_H)$ и значительному увеличению МРЭ $\Delta R/R_0$, где $\Delta R = \frac{1}{2}(R_{max} - R_{min})$, $R_0 = \frac{1}{2}(R_{max} + R_{min})$. Аналогичные измерения, проведенные при $j_1 = 1.7 \cdot 10^8$ А/м², не дают существенного различия в величине МРЭ в полях H_1 и H_2 .

На рис. 2 для исследуемой пленки приведена зависимость МРЭ для указанных двух значений подмагничивающего поля. С увеличением тока в поле H_1 , начиная с некоторого $j_{кр} \approx 5 \cdot 10^8$ А/м², величина МРЭ резко уменьшается, а в поле H_2 она практически не зависит от тока. Важно отметить, что указанные измерения проводились в условиях, близких к изотермическим (интенсивное охлаждение водой), поэтому уменьшение МРЭ не может быть обусловлено температурной зависимостью магнетосопротивления (вели-

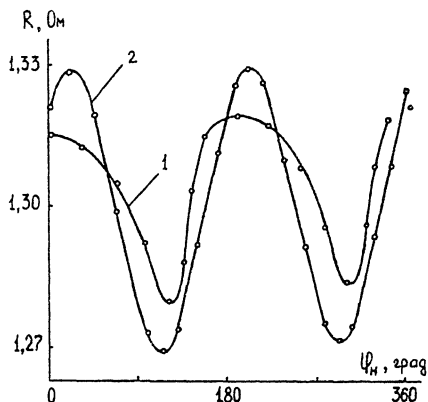


Рис. 1.

чина R_0 при увеличении тока от j_1 до j_2 менялась всего на 5 %).

Анализ экспериментальных данных высокочастотного поведения металлических ТМП и электронно-микроскопические исследования их структуры [1, 2] указывают на наличие в этих пленках локальных вариаций поля магнитной анизотропии H_K , влияющих на распределение намагниченности M и характеризующихся угловой дисперсией – среднеквадратичным отклонением локальных осей легкого намагничивания. В настоящее время установлено также, что под действием тока высокой плотности ($j \sim 10^9$ А/м²) в условиях, близких к изотермическим, в металле возникают механические напряжения ϵ , соизмеримые с пределом прочности материала, при этом $\epsilon \sim j$ [3–6]. Поэтому можно предположить, что в рассматриваемом случае под действием тока в пленке появляются механические напряжения, которые за счет эффекта магнитострикции приводят к появлению дополнительного внутреннего магнитного поля $H_\epsilon = 3\lambda\epsilon/M$ (λ – константа магнитострикции), величина

и распределение которого коррелирует с полем деформаций, существенно неоднородным в поликристаллической структуре. Неоднородность внутреннего поля $\vec{H}_i = \vec{H}_K + \vec{H}_\epsilon$ приводит к распределению локальных магнитных моментов, степень неоднородности которого зависит от плотности тока в пленке. Уменьшение величины МРЭ при увеличении j в подмагничивающих полях $H \ll H_i$ связано с ростом угловой дисперсии внутреннего поля и намагниченности.

Связь напряженности электрического поля с плотностью тока в магнитной пленке может быть представлена в виде

$$\vec{E} = \rho_1 \vec{j} + 2\Delta\rho \vec{n}(\vec{n}\vec{j}), \quad (1)$$

где \vec{n} – орт, задающий ориентацию магнитного момента относительно вектора \vec{j} , $\Delta\rho = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})/2$ – анизотропия электросопротив-

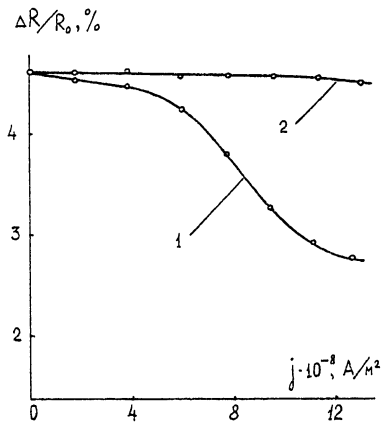


Рис. 2.

тивления, обусловленная гальваномагнитными эффектами, $\rho_{||}$ и ρ_{\perp} величина сопротивления при коллинеарности и ортогональности \vec{M} и \vec{j} . Для описания МРЭ запишем продольную (вдоль тока) компоненту электрического поля

$$E = (\rho_0 + \Delta\rho \cos 2\varphi_m)j, \quad (2)$$

где $\rho_0 = (\rho_{||} + \rho_{\perp})/2$, а φ_m - угол между векторами \vec{M} и \vec{j} . В общем случае равновесное направление \vec{M} определяется величиной подмагничивающего поля и его ориентацией относительно внутреннего поля \vec{H}_i согласно уравнению

$$H_i \sin 2(\varphi_m - \varphi_i) + 2H \sin(\varphi_m - \varphi_H) = 0, \quad (3)$$

где φ_i и φ_H - углы, задающие положение полей \vec{H}_i и \vec{H} относительно \vec{j} .

Для описания гальваномагнитных свойств поликристаллической ТМП, используем статистическую модель невзаимодействующих блоков [2], в рамках которой соотношения (2) и (3) описывают локальные свойства дисперсной пленки. Последовательное определение интегральных характеристик пленки, зависящих от угловой дисперсии внутреннего поля, производится путем усреднения ее локальных значений

$$\langle E \rangle = \int E[\varphi_m(\varphi_i)] P(\varphi_i, \varphi_0) d\varphi, \quad (4)$$

где функция распределения ориентаций локальных внутренних полей задается гауссовым законом

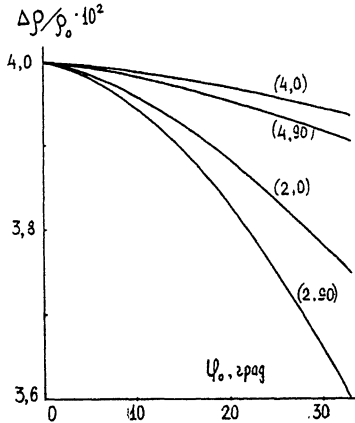


Рис. 3.

$$\rho(\varphi_i, \varphi_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \varphi_0} \exp\left[-\frac{(\vec{\varphi}_i - \varphi_0)^2}{2\varphi_0}\right], \quad (5)$$

а угол $\vec{\varphi}_i$ определяет ориентацию среднего внутреннего поля. На основе соотношений (2-5) были проведены численные расчеты магнетосопротивления $\rho(\varphi_H) = E(\varphi_H)/j$ пленки с угловой дисперсией, меняющейся в пределах $0 \leq \varphi_0 \leq 32^\circ$. Наиболее существенное влияние на величину магнетосопротивления дисперсия оказывает в малых подмагничивающих полях $h = H/H_i \leq 1$, при этом увеличение φ_0 приводит к увеличению $\rho(\pi/2)$ и уменьшению $\rho(0)$. Определяя величину МРЭ дисперсной пленки:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho(0) - \rho(\pi/2)}{\rho(0) + \rho(\pi/2)}, \quad (6)$$

находим, что МРЭ с ростом φ_0 уменьшается. На рис. 3 приведена зависимость МРЭ от φ_0 , полученная для двух значений подмагничивающегося поля и двух значений углов $\vec{\varphi}_i$ (над кривыми приведены значения этих величин). Увеличение подмагничивающегося поля приводит к уменьшению углового разброса намагниченности, и в полях $h \geq 6$ влияние угловой дисперсии на МРЭ практически отсутствует.

Механические напряжения, вызванные дрейфовым движением электронов, при $j \sim 10^9$ А/м², $T \sim 300$ К, согласно [6], достигают значений $\sigma \sim 10^8$ Н/м². С учетом величины константы магнитострикции пермаллоя используемого состава $\lambda \sim 10^{-5}$ получаем, что при такой плотности тока поле $H_\sigma \sim 4 \cdot 10^3$ А/м. Так как $H_K \leq 800$ А/м, величина локального внутреннего поля H_i при больших j определяется, в основном, полем напряжений. Из приведенных оценок становится ясным, почему при росте j в поле

H_1 МРЭ падает: увеличение j приводит к увеличению локального поля H_2 и его угловой дисперсии, а малое внешнее поле H_1 не может существенно снизить угловую дисперсию намагниченности. Поле $H_2 \gg H_c(j_2)$, поэтому дисперсия намагниченности практически отсутствует, что и приводит к независимости МРЭ от тока в этом случае.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Д у р а с о в а Ю.А., Н и к и т и н а Т.Н. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1965. Т. 29. № 4. С. 557-559.
- [2] S e m e n t s o v D.I., S i d o r e n k o v V.V. // Phys. Stat. Sol. 1987. V. 101. N 2. P. 689-696.
- [3] С п и ц ы н В.И., Т р о и ц к и й О.А. Электропластическая деформация металлов. М.: Наука, 1985. 160 с.
- [4] В д о в и н Е.Е., К а с у м о в А.Ю. // ФТТ. 1980. Т. 30. В. 1. С. 311-313.
- [5] С и д о р е н к о в В.В. // ДАН СССР. 1989. Т. 308. № 4. С. 870-873.
- [6] С и д о р е н к о в В.В., С е м е н ц о в Д.И., К о р н е в Ю.В. // ДАН СССР. 1990. Т. 310. № 6. С. 1371-1374.

Поступило в Редакцию
16 ноября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 4

26 февраля 1991 г.

06.3; 07

© 1991

ПАССИВНЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК МАГНИТНОГО ПОЛЯ С ЧАСТОТНЫМ ВЫХОДОМ

А.Н. З а л о г и н, С.М. К о з е л,
В.Н. Л и с т в и н, А.В. Ч у р е н к о в

В настоящее время активно разрабатываются пассивные волоконно-оптические датчики (ВОД) физических величин, чувствительным элементом которых является микрорезонатор, изготовленный путем анизотропного травления кремния [1]. Частотный выходной сигнал таких датчиков не искажается при изменении уровня оптической мощности, передаваемой по волоконному световоду, а чувствительный элемент может быть вынесен в зону повышенной радиоактивности, взрывоопасности и сильных электромагнитных помех, так как не содержит токовых цепей.