

В. В. Сидоренков, С. Л. Тимченко

О ВЛИЯНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ НА ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ПЛЕНКАХ ФЕРРОМАГНИТНОГО МЕТАЛЛА

Представлены результаты анализа экспериментов, посвященных исследованию динамического (обратимого) влияния постоянного электрического тока высокой плотности на параметры ферромагнитного резонанса. На основе статистической модели магнитно-взаимодействующих блоков получены расчетные зависимости характеристик ферромагнитного резонанса от значений угловой дисперсии поля магнитной анизотропии α_0 , объясняющие результаты эксперимента.

Известно [1], что процесс электропроводности сопровождается механически напряженным состоянием металла, реально наблюдаемым при токах высокой плотности: $j \approx 10^8 \dots 10^9 \text{ А/м}^2$. При этом, как показано в работе [2], механические деформации (удлинение) проводника под действием тока в условиях, близких к изотермическим, линейно зависят от напряженности электрического поля в проводнике. Данное явление условно названо электроупругим эффектом в металлах. Тензорный характер деформаций, в том числе описываемых, приводит к анизотропии механических, электрических, магнитных и других физических свойств проводящей среды.

Реальные металлические проводники в силу поликристаллического строения обладают значительной структурной неоднородностью, а следовательно, значения физических характеристик металлов должны иметь определенный разброс (дисперсию). Экспериментально установлено и объяснено [3], что уменьшение величины магниторезистивного эффекта в пермалловых пленках при увеличении плотности электрического тока ($j \geq 0,8 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$) в образце обусловлено возрастанием угловой дисперсии (средним квадратическим отклонением) намагниченности. Расчетом также подтверждено влияние на параметры ферромагнитного резонанса (ФМР) угловой дисперсии оси анизотропии электрической проводимости в плоскости металлической тонкой магнитной пленки [4]. Существенно, что механически напряженное состояние металла при электропроводности порождает в области токов высокой плотности ($j \approx 10^8 \dots 10^9 \text{ А/м}^2$) динамическое (обратимое) текстурирование металлов и сплавов, при котором реализуется среда с управляемыми электрическим током материальными параметрами [5, 6].

Далее представлен анализ экспериментов, посвященных исследованию динамического (обратимого) влияния постоянного электрического тока высокой плотности на параметры ФМР. На основе статистической модели магнитонезаимодействующих блоков получены расчетные зависимости характеристик ФМР от значений угловой дисперсии поля магнитной анизотропии α_0 , объясняющие, по мнению авторов, результаты эксперимента.

В экспериментальной части настоящей работы изучалось влияние внешнего постоянного электрического тока с плотностью $j \approx (0,2 \dots 2) \times 10^9$ А/м², пропускаемого вдоль и ортогонально оси легкого намагничивания (ОЛН) образца, на параметры ФМР в пленках и фольгах пермаллоя. Следует отметить, что методы исследования параметров ФМР и используемые образцы ни в коей мере не являются специфическими и подробно описаны в ряде работ, например, в работах [4–8].

Рассматривались линии резонансного поглощения при ФМР ($\nu \approx 2,4 \cdot 10^9$ Гц) в пермаллоевой пленке (состав 86 %Ni14 %Fe толщиной 1 мкм на стеклянной подложке) с большим значением поля наведенной магнитной анизотропии ($H_k \approx 1600$ А/м), причем электрический ток пропускался ортогонально ОЛН. Пленки со столь высоким значением H_k получают при наклонном напылении конденсата на подложки [7]. При плотности тока $j \geq 2 \cdot 10^8$ А/м² наблюдалось изменение напряженности резонансного поля H_r , которая с увеличением силы тока убывала или возрастала не более чем на 15 % в зависимости от угла θ между ориентацией вектора поля подмагничивания \vec{H}_0 и ОЛН. При этом амплитуда линий ФМР плавно уменьшалась (максимально в 1,5–2 раза), а эффективное поле анизотропии H_k^{ef} , измеренное методом ФМР, снижалось (на 10–20 %). Существенно, что при $\theta \approx 20 \dots 25^\circ$ изменение резонансного поля под действием тока отсутствовало.

Аналогичные измерения параметров ФМР проводились в пленках пермаллоя с малым полем наведенной магнитной анизотропии ($H_k \approx 160$ А/м) [6], причем электрический ток пропускался вдоль ОЛН при различной ориентации поля подмагничивания \vec{H}_0 относительно ОЛН. При $\theta = 0^\circ$ наличие электрического тока с плотностью $j = (0,2 \dots 2) \cdot 10^9$ А/м² приводило к сдвигу по полю линии ФМР так, что с возрастанием плотности тока j значение напряженности резонансного поля H_r снижалось. При ортогональной ориентации ОЛН ($\theta = 90^\circ$) с увеличением j напряженность поля H_r возрастала. При $j = 2 \cdot 10^9$ А/м² измеренное методом ФМР максимальное значение напряженности поля эффективной магнитной анизотропии составляло $H_k^{\text{ef}} \approx 640$ А/м, т.е. $H_k^{\text{ef}}/H_0 \approx 4$. Существенно, что при $\theta \approx 30^\circ$ пропускание тока в пленке с плотностью $j = (0,2 \dots 2) \cdot 10^9$ А/м² не влияло на напряженность резонансного поля H_r .

Таким образом, представленные результаты эксперимента показывают возможность управления с помощью электрического тока характеристиками текстуры в тонком слое ферромагнитного металла, что, в частности, приводит к анизотропии физических свойств металла. Установлено, что во всех рассмотренных случаях влияние электрического тока на параметры ФМР обратимо, так как после выключения тока параметры ФМР возвращались к исходным значениям.

Учитывая поликристаллическое строение исследуемых образцов, результаты этих экспериментов можно объяснить наличием в тонкой магнитной пленке угловой дисперсии $\alpha_0(j)$ (разброса) поля магнитной анизотропии H_k , зависящей от плотности электрического тока j в образце. Поэтому для описания влияния электрического тока высокой плотности, пропускаемого в металлических тонких магнитных пленках, на параметры ФМР в указанных пленках воспользуемся статистической моделью магнитонезаимодействующих блоков [7].

Для определения резонансных характеристик дисперсной пленки необходимо найти мнимую часть интегральной высокочастотной магнитной восприимчивости χ'' . Локальная восприимчивость блока χ_l'' в зависимости от частоты ω описывается соотношением, справедливым для одноосной пленки [8]:

$$\chi_l'' = \frac{\gamma^2 M^2 \cos \varphi_p}{\omega \lambda} \left(1 + \left(\frac{\omega_r}{4\pi\lambda} \right)^2 \left(\frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega} \right)^2 \right)^{-1}, \quad (1)$$

где $\omega_r^2 = 4\pi\gamma M (H_0 \cos \varphi_p + H_k \cos 2(\theta - \alpha - \varphi_p))$ — резонансная частота блока; γ — гиромагнитное отношение; λ — параметр затухания; θ — угол между средней ОЛН пленки и внешним подмагничивающим полем \vec{H}_0 в плоскости образца; α — угол, задающий ориентацию локальной ОЛН пленки; φ_p — равновесный угол между векторами намагниченности \vec{M} и подмагничивания \vec{H}_0 , определяемый выражением

$$2H_0 \sin \varphi_p + H_k \sin 2(\varphi_p + \alpha - \theta) = 0. \quad (2)$$

Интегральная восприимчивость пленки, зависящая от угловой дисперсии (среднего квадратического отклонения), определялась путем усреднения локальных значений χ_l'' по параметру α :

$$\chi''(\alpha_0) = \int \chi_l''(\alpha) P(\alpha, \alpha_0) d\alpha, \quad (3)$$

где функция распределения имеет форму Гаусса:

$$P(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\alpha_0} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2\alpha_0^2}\right) \quad (4)$$

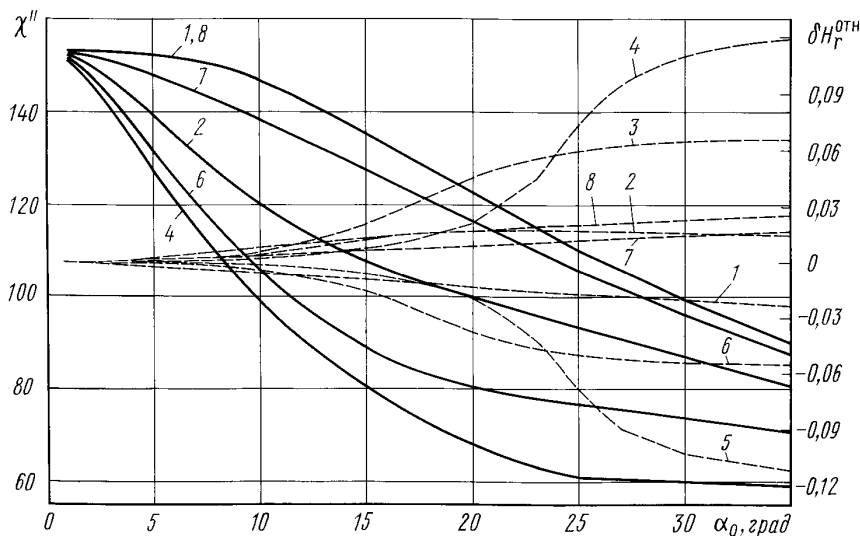


Рис. 1. Расчетные зависимости резонансной восприимчивости χ'' (сплошные кривые) и относительного сдвига δH_r^{0TH} резонансного поля (штриховые кривые) от угловой дисперсии ОЛН α_0 при различных углах поворота пермаллоевой пленки в ее плоскости θ ($H_k = 1600$ А/м) на частоте ФМР $\omega = 2 \cdot 10^{10}$ с⁻¹: $\theta = 0^\circ$ (1), 20° (2), 30° (3), 40° (4), 50° (5), 60° (6), 80° (7), 90° (8)

(считаем, что амплитудная дисперсия поля анизотропии отсутствует). Интегрирование проводилось в пределах от $-2,6\alpha_0$ до $2,6\alpha_0$, что обеспечивало точность расчета не менее 1 %.

На основе соотношений (1)–(4) проведены численные расчеты для значений угловой дисперсии α_0 , изменяющихся в достаточно широких пределах ($0^\circ \leq \alpha_0 \leq 35^\circ$) при частоте $\omega = (2 \dots 10) \cdot 10^{10}$ с⁻¹ и значениях параметров, соответствующих пермаллоевым пленкам: $4\pi M = 8 \cdot 10^5$ А/м, $\lambda = 10^8$ с⁻¹, $H_k = 1600$ А/м. Следует отметить, что равновесное направление намагниченности, определяемое в соотношении (2) углом φ_p , при $h = H_0/H_k \geq 2$ имеет значения не более 10° . С возрастанием резонансной частоты ($\omega > 2 \cdot 10^{10}$ с⁻¹) для пленок с одинаковым полем анизотропии при $h > 2$ значение φ_p приблизительно составляет $1-2^\circ$, поэтому $\sin \varphi_p \approx \varphi_p$.

Как и следовало ожидать, расчетом подтверждено, что интегральная резонансная магнитная восприимчивость χ'' пленки уменьшается с возрастанием угловой дисперсии ОЛН при всех θ (рис. 1, сплошные кривые). Это физически обусловлено уменьшением числа блоков, участвующих в резонансе при данном значении напряженности подмагничивающего поля \vec{H}_0 . Поэтому наибольшее влияние на амплитудное значение χ'' угловая дисперсия ОЛН α_0 оказывает при $\theta = 40 \dots 50^\circ$, что связано с наибольшим числом блоков, участвующих в ФМР. Согласно расчету, при $\theta = 40^\circ$ на частоте $\omega = 2 \cdot 10^{10}$ с⁻¹ значение

высокочастотной магнитной восприимчивости χ'' уменьшается в 2,5 раза при максимальном значении α_0 . Наименьшее влияние на амплитудное значение χ'' угловая дисперсия ОЛН α_0 оказывает при $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$, при этом χ'' уменьшается в 1,5 раза. Отметим, что влияние угловой дисперсии на χ'' при $\theta = 40^\circ$ максимально для $\alpha_0 = 0 \dots 20^\circ$. При $\alpha_0 > 20^\circ$ влияние угловой дисперсии является максимальным для $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$ и минимальным для $\theta = 40^\circ$.

Существенно, что независимо от величины угловой дисперсии ОЛН α_0 с возрастанием частоты ФМР значение интегральной магнитной восприимчивости $\chi''(\omega)$ уменьшается, а значение резонансного поля H_r увеличивается. При этом влияние величины α_0 на амплитудное значение $\chi''(\omega)$ при высоких частотах ($\omega = 10 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$) значительно меньше, чем при частоте ФМР $\omega = 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Так, при $\theta = 40^\circ$ на частоте $\omega = 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ имеем $\Delta\chi'' = 67,76$, $\Delta\chi''_{\text{отн}} = 53,1\%$, а на частоте $\omega = 10 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ — $\Delta\chi'' = 3,7$, $\Delta\chi''_{\text{отн}} = 12,21\%$. При $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$ на частоте $\omega = 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ имеем $\Delta\chi'' = 53,2$, $\Delta\chi''_{\text{отн}} = 34,9\%$, а на частоте $\omega = 10 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ — $\Delta\chi'' = 1,92$, $\Delta\chi''_{\text{отн}} = 6,3\%$. Здесь $\Delta\chi''(\alpha_0) = \chi''(5^\circ) - \chi''(30^\circ)$, $\Delta\chi''_{\text{отн}} = \Delta\chi''(\alpha_0)/\chi''(5^\circ)$. Таким образом, при $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$ влияние угловой дисперсии ОЛН α_0 на значение $\chi''(\omega)$ с возрастанием частоты ФМР резко уменьшается по сравнению с другими углами поворота тонкой магнитной пленки, и является максимальным для $\theta = 40 \dots 50^\circ$.

На рис. 1 представлены зависимости $\delta H_r^{\text{отн}}(\alpha_0) = \frac{H_r(\alpha_0) - H_r(0)}{H_r(0)}$ величины относительных изменений резонансного поля от угловой дисперсии для различных θ (штриховые кривые) на частоте $\omega = 2 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Видно, что при $\theta = 40 \dots 50^\circ$ влияние угловой дисперсии на величину H_r максимально. Расчетom установлено, что при $\theta \approx 10 \dots 20^\circ$ в рассматриваемом диапазоне частот ФМР ($2 \cdot 10^{10} \leq \omega \leq 10 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$) влияние угловой дисперсии α_0 на величину H_r практически отсутствует по сравнению с ее влиянием при других значениях θ . Существенно, что в слабодисперсных пленках ($\alpha_0 < 10^\circ$) указанные зависимости практически не наблюдаются при любых θ (см. рис. 1).

На рис. 2 показаны расчетные зависимости $\Delta H_r^{\text{отн}}(\alpha_0) = \frac{\Delta H_r(\alpha_0) - \Delta H_r(0)}{\Delta H_r(0)}$ относительной ширины линии резонансного поглощения при ФМР от угловой дисперсии ОЛН для различных положений пленки относительно внешнего магнитного поля \vec{H}_0 (сплошные кривые). Видно, что на частоте $\omega = 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ максимальное влияние на ширину линии угловая дисперсия оказывает при $\theta = 40 \dots 50^\circ$ и минимальное — при $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$. Установлено, что с возрастанием частоты ФМР влияние угловой дисперсии ОЛН на ширину линии резонансного поглощения исчезает.

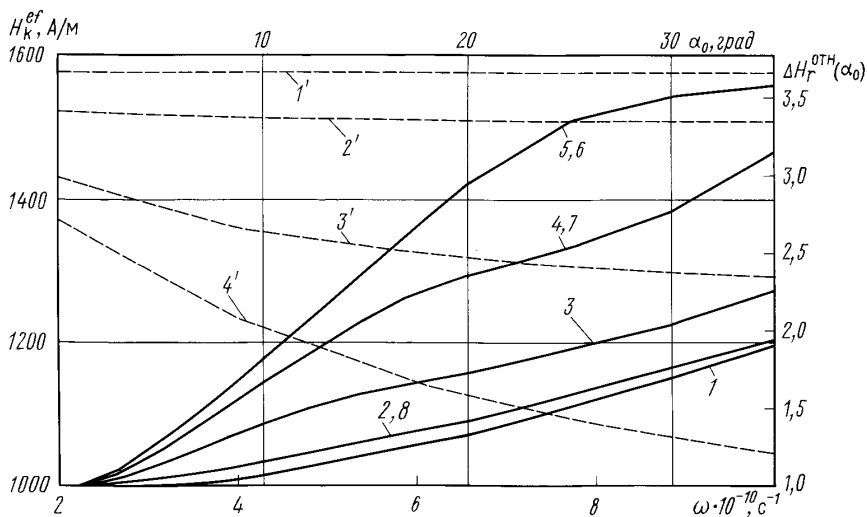


Рис. 2. Расчетные зависимости относительной ширины ΔH_r^{OTH} резонансной кривой при ФМР от угловой дисперсии ОЛН α_0 для $H_k = 1600 \text{ А/м}$, $\omega = 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ при различных θ (сплошные кривые) и эффективного поля магнитной анизотропии от частоты $H_k^{\text{ef}}(\omega)$ для различных α_0 (штриховые кривые):

при $\theta = 0^\circ$ (1), 10° (2), 20° (3), 30° (4), 40° (5), 50° (6), 60° (7), 80° (8) и $\alpha_0 = 5^\circ$ (1'), 10° (2'), 20° (3'), 30° (4')

На рис. 2 приведены также частотные зависимости эффективного поля магнитной анизотропии H_k^{ef} при измерениях методом ФМР на частотах $2 \cdot 10^{10} \leq \omega \leq 10 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ для различных значений угловой дисперсии ОЛН α_0 (штриховые кривые). В пленках с малой угловой дисперсией ($\alpha_0 < 10^\circ$) значение эффективного поля магнитной анизотропии H_k^{ef} практически не зависит от частоты, так как в указанном диапазоне частот относительное изменение H_k^{ef} при $\alpha_0 < 10^\circ$ составляет менее 1%. В сильнодисперсных пленках ($\alpha_0 = 20 \dots 30^\circ$) величина H_k^{ef} с возрастанием частоты существенно уменьшается. Так, для пленок с дисперсией $\alpha_0 = 20^\circ$ при увеличении частоты ФМР в пять раз относительное уменьшение H_k^{ef} составляет $\sim 10\%$, а для $\alpha_0 = 30^\circ$ значение H_k^{ef} уменьшается на $\sim 23\%$.

Таким образом, установлено, что в пленках с большим значением напряженности поля наведенной магнитной анизотропии ($H_k \approx \approx 1600 \text{ А/м}$) угловая дисперсия оси легкого намагничивания оказывает влияние на параметры ФМР, аналогичное влиянию угловой дисперсии анизотропии электропроводности в пленках с малым полем магнитной анизотропии ($H_k \approx 160 \text{ А/м}$), описанному в работе [4]. При этом расчетные зависимости параметров ФМР от значений угловой дисперсии поля магнитной анизотропии α_0 поясняют представленные в настоящей работе результаты экспериментов по динамическому (обра-

тимому) влиянию электрического тока на параметры ФМР при условии изменения током в пленочном образце угловой дисперсии ОЛН по закону $\alpha_0(j) \sim j$, который, по мнению авторов, вполне адекватен физическим представлениям о механически напряженном состоянии металла в процессе электропроводности [1, 2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Спицын В. И., Троицкий О. А. Электропластическая деформация металлов. – М.: Наука, 1985. – 160 с.
2. Корнев Ю. В., Сидоренков В. В., Тимченко С. Л. О физической природе закона электропроводности металлов // Докл. АН. – 2001. – Т. 380. – № 4. – С. 472–475.
3. Семенов Д. И., Сидоренков В. В., Тимченко С. Л. Влияние тока на магниторезистивный эффект в магнитных пленках // Письма в ЖТФ. – 1991. – Т. 17. – Вып. 4. – С. 28–32.
4. Сидоренков В. В., Семенова Т. М., Зимин А. Б., Тимченко С. Л. Особенности ферромагнитного резонанса в металлических магнитных пленках с дисперсией оси электрической анизотропии // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Приборостроение”. – 1991. – № 1. – С. 106–114.
5. А.с. 1770399. Способ текстурирования металлов / В.В. Сидоренков, С.Л. Тимченко. – 1992. – Бюл. № 39.
6. Сидоренков В. В., Тимченко С. Л. О физической природе феноменологического закона электропроводности металлов // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Приборостроение”. – 1994. – № 2. – С. 110–119.
7. Лесник А. Г. Наведенная магнитная анизотропия. – Киев: Наук. думка, 1976. – 163 с.
8. Суху Р. Магнитные тонкие пленки. – М.: Мир, 1967. – 422 с.

Статья поступила в редакцию 3.12.2002



Виктор Васильевич Сидоренков родился в 1946 г., окончил в 1975 г. МИРЭА и в 1980 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. Канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 90 научных работ в области физики твердого тела и радиофизики.

V.V. Sidorenkov (b. 1946) graduated from the Moscow Institute for Radio Engineering, Electronics and Automatics in 1975 and Moscow State University n.a. M.V. Lomonosov in 1980. Ph. D. (Phys.-Math.), ass. professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 90 publications in the field of physics of solid body and radio physics.

Светлана Леонидовна Тимченко родилась в 1966 г., окончила в 1989 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана и в 1994 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. Канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 30 научных работ в области физики твердого тела.

S.L. Timchenko (b. 1966) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1989 and Moscow State University n.a. M.V. Lomonosov in 1994. Ph. D. (Phys.-Math.), ass. professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 30 publications in the field of physics of solid body.