

Влияние внутренних полей рассеяния на высокочастотные свойства магнитных тонких пленок

© Н.Г. Чеченин

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 10 апреля 2003 г.
В окончательной редакции 3 июля 2003 г.)

Рассмотрено влияние внутренних полей рассеяния (ВПР), образующихся в нанокристаллических ультрамягких пленках с наведенной одноосной магнитной анизотропией за счет произвольной ориентации кристаллитов, на высокочастотную магнитную восприимчивость. Показано, что наличие ВПР, сопоставимых с полем магнитной анизотропии, может приводить к значительному расширению и бимодальной форме ферромагнитного резонанса. Влияние ВПР должно учитываться при анализе дисперсионных свойств, ограничивающих область рабочих частот ферромагнитных пленок.

Работа выполнялась при финансовой поддержке гранта GWN.4561 Dutch Technology Foundation (STW), Нидерланды, и частичной поддержке гранта президента РФ НШ-1619.2003.2.

Введение

Развитие технологии получения магнитных носителей с высокой плотностью элементов в области $> 100 \text{ Gbit/cm}^2$ требует высокой скорости записи и чтения. Это можно реализовать в схемах на основе магнитных пленок с индукцией насыщения $B_s > 2.0 \text{ T}$ и высокой восприимчивостью в области частот $f > 1 \text{ GHz}$ [1–3]. Аналогичные требования возникают при разработке магнитных индукторов и сердечников трансформаторов в интегрированных схемах высокочастотных устройств микроэлектроники [4]. Широко используемый в настоящее время пермаллой ввиду сравнительно низкой индукции ($B_s < 1.6 \text{ T}$ для $\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{55}$) для этих целей не подходит. В качестве перспективных материалов, способных удовлетворить высоким требованиям ведущихся разработок, рассматриваются нанокристаллические тонкие пленки типа Fe–X–N [5,6] (где X = Ta, Cr, Zr и другие элементы сплава), Co–Ge–Ni [7–9], получаемые распылением либо электрохимическим осаждением.

Область рабочих частот этих пленок ограничивается частотой и шириной ферромагнитного резонанса (ФМР). На практике (см., например, [10]) ширину ФМР соотносят с параметром затухания в феноменологическом уравнении Ландау–Лифшица [11]. В данной работе мы покажем, что помимо вклада в ширину ФМР диссипативных источников, характерных для кристаллических и поликристаллических ферромагнетиков, в нанокристаллических ферромагнетиках существует дополнительный вклад, обусловленный локальной угловой дисперсией вектора намагниченности (так называемый микромагнитный риппл — ripple, „рябь“). Хоффманном было показано, что параметры микромагнитного риппла определяются обменным взаимодействием, величиной наведенной магнитной анизотропии, размерами и усреднением ориентации кристаллитов в пленке [12].

Эти вариации локальной намагниченности приводят к характерной вариации контраста (рипл контраста) внефокусного изображения лоренцевской просвечивающей электронной микроскопии в френелевском режиме [13,14]. Периодичность и величина контраста могут быть аналитически соотнесены в рамках достаточно грубого приближения с периодичностью λ и амплитудой углового разброса β_0 вектора намагниченности [15,16]. Нами было показано [16,17], что в зависимости от микроструктуры магнитомягких пленок период λ может варьироваться от сотни nm до нескольких μm , а амплитуды угловых колебаний β_0 — от десятых долей до нескольких градусов.

В данной работе мы соотнесем параметры микромагнитного риппла с электромагнитным откликом тонкой ферромагнитной пленки в области ФМР и оценим его влияние на ширину и форму ФМР.

1. Поле рассеяния

Угловая дисперсия вектора намагниченности в нанокристаллических ферромагнетиках вызвана неполноценным усреднением магнитокристаллической анизотропии, что приводит к локальному отклонению оси легкой намагниченности (ОЛН) от среднего направления ОЛН. Как показано Хоффманном [12], это ведет к возникновению внутреннего поля рассеяния (ВПР) (stray field). Пусть в пленке, расположенной в плоскости xy , среднее направление ОЛН будет параллельно оси x . Для простоты представим себе, что отклонение локальной ОЛН от среднего направления ОЛН подчиняется гармоническому закону, т.е. локальная намагниченность имеет вид

$$M_x = M \cos \beta, \quad M_y = M \sin \beta, \quad \beta = \beta_0 \sin(2\pi x/\lambda). \quad (1)$$

Для тонкой пленки z -компонента намагниченности полностью компенсируется размагничивающим полем. В (1)

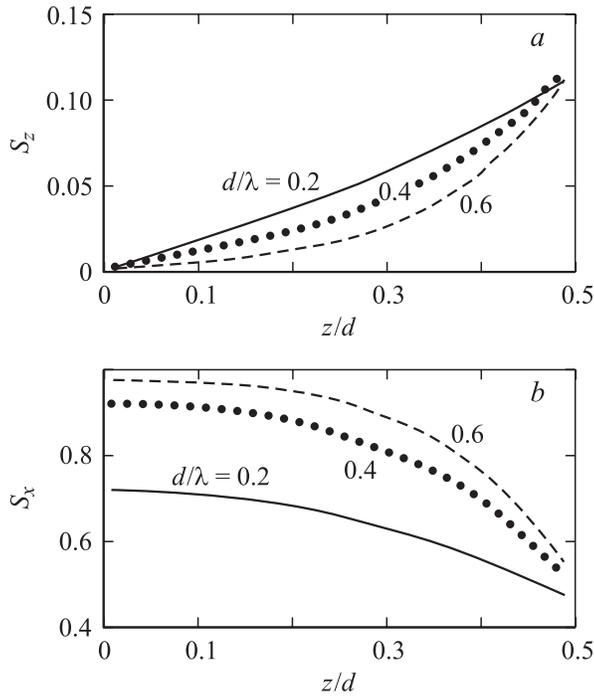


Рис. 1. Изменение S -факторов из (7) (а) и (9) (б), характеризующих вариацию поля рассеяния по толщине пленки.

мы учитываем только продольные осцилляции вектора намагниченности, поскольку поперечные осцилляции энергетически не выгодны из-за большого вклада обменного взаимодействия [13]. Кроме того, считаем, что вариации M однородны по толщине пленки. Соответственно для наведенного магнитного заряда можно записать

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}) &= -\operatorname{div} \mathbf{M} = M \sin \beta (\partial \beta / \partial x) - M \cos \beta (\partial \beta / \partial y) \\ &= (\pi M \beta_0^2 / \lambda) \sin(4\pi x / \lambda), \end{aligned} \quad (2)$$

т. е. наведенные магнитные заряды изменяются только в направлении оси x . Для магнитного потенциала имеем

$$U = \int \rho(\mathbf{r}') / |\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0| dV', \quad (3)$$

для ВПР

$$\mathbf{H}_{\text{str}}(\mathbf{r}_0) = -\nabla U. \quad (4)$$

Следуя (3), (4), для y -компоненты ВПР в пленке толщиной d , бесконечной в плоскости xu , находим

$$\begin{aligned} H_{\text{str},y} &= -\partial U / \partial y = - \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x') dx' \int_{-d/2}^{d/2} dz' \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} dy' \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{1}{[(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2]^{3/2}} \right\} = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

(после дифференцирования получается интеграл от нечетной функции в симметричных пределах).

Ввиду конечной толщины пленки полной взаимной компенсации ВПР магнитных зарядов вдоль оси z не происходит. Для z -компоненты поля рассеяния имеем

$$\begin{aligned} H_{\text{str},z} &= -\partial U / \partial z = -\pi M_0 \beta_0^2 \sin(4\pi x / \lambda) \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \cos(4\pi \chi) d\chi \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{d-2z/2\lambda}^{d+2z/2\lambda} \frac{\xi d\xi}{[\chi^2 + \xi^2 + \xi^2]^{3/2}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\xi = (z' - z) / \lambda$, $\xi = (y' - y) / \lambda$, $\chi = (x' - x) / \lambda$. Интеграл в (6) берется точно: окончательно получаем

$$H_{\text{str},z} = -\pi M_0 \beta_0^2 \sin(4\pi x / \lambda) S_z, \quad (7)$$

$$S_z = (1/4) \exp(-2\pi d / \lambda) \operatorname{sh}(4\pi z / \lambda). \quad (8)$$

Зависимость $S_z(d)$ для некоторых значений параметра d/λ приведена на рис. 1, а. Значения $z = 0$ и 0.5 соответствуют центру и поверхности пленки. Видно, что $H_{\text{str},z}$ равно нулю только в центре пленки. При толщине d более 0.6λ z -компонента поля рассеяния становится пренебрежимо малой.

Аналогично для x -компоненты ВПР можно получить

$$H_{\text{str},x} = -\pi M_0 \beta_0^2 \cos(4\pi x / \lambda) S_x(z), \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} S_x(z) &= 2 \int_{-\infty}^{\infty} \chi \sin(4\pi \chi) d\chi \int_{-(d+2z)/2\lambda}^{d-2z/2\lambda} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi}{[\chi^2 + \xi^2 + \xi^2]^{3/2}} \\ &= \exp[-\pi(d-2z)/\lambda] \operatorname{sh}[\pi(d-2z)/\lambda] \\ &\quad + \exp[-\pi(d+2z)/\lambda] \operatorname{sh}[\pi(d+2z)/\lambda]. \end{aligned} \quad (10)$$

Из рис. 1, б, где изображен фактор $S_x(z)$, видно, что x -компонента ВПР в приповерхностном слое подавлена. Этот эффект подавления мал при толщине пленки $d > 0.6\lambda$.

2. Влияние ВПР на высокочастотные свойства

Предположим, что постоянное магнитное поле H_{dc} приложено параллельно ОЛН, а высокочастотное поле H_{rf} перпендикулярно ОЛН в плоскости пленки, как показано на рис. 2. Пленка расположена в плоскости xu , локальная ОЛН отклонена на угол β от оси x , намагниченность \mathbf{M} отклонена на угол ϕ от оси x , на угол θ от оси z и на угол $\psi = 90^\circ - \theta$ от поверхности пленки. Далее мы предполагаем, что толщина пленки существенно меньше скин-слоя, так что вкладом потерь на вихревые токи можно пренебречь.

Уравнение Ландау–Лифшица для прецессии магнитного момента запишем в виде

$$d\mathbf{M}/dt = \gamma \mathbf{T} - (\alpha \gamma / M) \mathbf{M} \times \mathbf{T}, \quad (11)$$

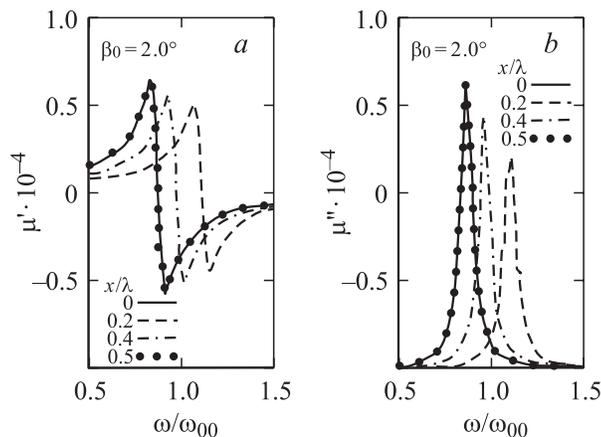


Рис. 3. Частотные зависимости действительной (а) и мнимой (b) компонент магнитной проницаемости в различных точках пленки в пределах периода осцилляций.

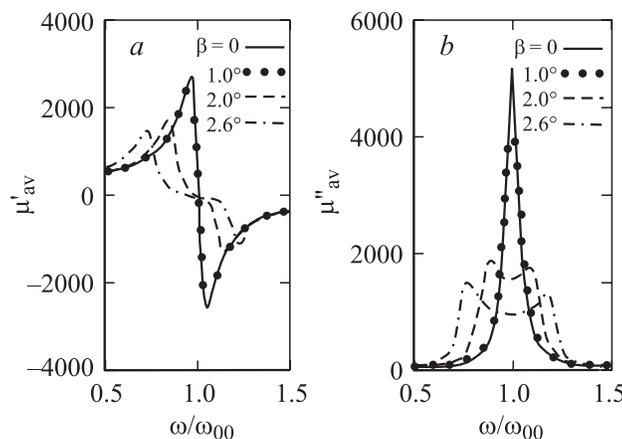


Рис. 4. Частотные зависимости усредненных по x действительной (а) и мнимой (b) компонент магнитной проницаемости для различных значений амплитуды угловой дисперсии намагниченности.

точек в пределах периода λ . Зависимости рассчитаны для разумных значений параметров: $H_k = 20$ Ое, $H_{dc} = 0$, $\beta_0 = 2.0^\circ$, $4\pi M = 1.7 \cdot 10^4$ Г, $\alpha = 0.01$, характерных для ультрамягких магнитных тонких пленок [16,17].

Для сопоставления с экспериментальными данными по частотной зависимости магнитной проницаемости соотношения (24) и (25) должны быть проинтегрированы по всему объему пленки,

$$\mu_{av}(\omega) = \int_0^{d/2} dz \int_0^{x_{max}} \mu(\omega, x, z) dx, \quad (26)$$

$$x_{max} = \begin{cases} 0.25\lambda, & \pi M_0 \beta_0^2 S_x(z) < 1, \\ \frac{\lambda}{4\pi} \arccos\left(-\frac{H_{eff}}{\pi M_0 \beta_0^2 S_x(z)}\right), & \pi M_0 \beta_0^2 S_x(z) > 1. \end{cases} \quad (27)$$

На рис. 4 представлены мнимая и действительная компоненты, проинтегрированные по x -координате в пределах периода колебаний вектора намагниченности, для нескольких значений амплитуды угловой дисперсии. С некоторых значений β_0 (в данном случае 2°) ширина резонанса мнимой компоненты магнитной проницаемости резко возрастает, а сам спектр приобретает бимодальный вид, нередко встречающийся в спектрах тонких, нанокристаллических или аморфных, магнитных пленок. В литературе природа этой бимодальности либо не обсуждается совсем, либо объясняется за счет локальной неоднородности магнитной анизотропии H_k [20,21]. Очевидно, что присутствие нескольких мод с различными амплитудами или периодами осцилляций намагниченности приведет к сглаживанию бимодального распределения, хотя вклад ВПР в ширину ФМР может тем не менее оставаться доминирующим.

Заключение

Как следует из представленного рассмотрения, угловая дисперсия локального вектора намагниченности приводит к возникновению ВПР, пространственно осциллирующего по величине и ориентации. Пространственная осцилляция ВПР приводит к локальной вариации собственных частот материала магнитной пленки и соответственно к уширению линии ФМР в частотном спектре мнимой части и завалу высокочастотного края действительной части магнитной восприимчивости нанокристаллических магнитных пленок. Таким образом, не только параметр затухания электромагнитных колебаний, но и ВПР могут приводить к увеличению ширины ФМР. Предложенная модель позволяет предсказать, что наличие ВПР может приводить к бимодальной частотной зависимости магнитной восприимчивости, наблюдающейся иногда в высокочастотных спектрах нанокристаллических магнитных тонких пленок.

Список литературы

- [1] E.D. Daniel, C.D. Mee, M.H. Clark. In: The first 100 Years. IEEE Press, N.Y. (1998).
- [2] E. Grochowski, D.A. Thompson. IEEE Trans. Magn. **30**, 6, 3797 (1994).
- [3] E. Grochowski, R. Hoyt. IEEE Trans. Magn. **32**, 3, 1850 (1996).
- [4] N.X. Sun, A.M. Crawford, S.X. Wang. Magnetic and electronic films. Microstructure, texture and application to data storage. Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **721**, 249 (2002).
- [5] A.R. Chezan, C.B. Craus, N.G. Chechenin, L. Niesen, D.O. Boerma. Phys. Stat. Sol. (a) **189**, 3, 833 (2002).
- [6] A. Chezan, C.B. Craus, N.G. Chechenin, T. Vystavel, J.Th.M. De Hosson, L. Niesen, D.O. Boerma. IEEE Trans. Magn. **38**, 5, 3144 (2002).
- [7] T.M. Harris, G.M. Whitney, I.M. Croll. J. Electrochem. Soc. **142**, 4, 1031 (1995).
- [8] T. Osaka. Electrochem. Acta **45**, 20, 3311 (2000).

- [9] X. Liu, G. Zangari, L. Shen. *J. Appl. Phys.* **87**, 1, 5410 (2000).
- [10] E. van de Riet, F. Roosenboom. *J. Appl. Phys.* **81**, 1, 350 (1997).
- [11] L. Landau, E. Lifshitz. *Phys. Z. Sow.* **8**, 153 (1935).
- [12] H. Hoffmann. *Thin Solid Films* **58**, 2, 223 (1979).
- [13] H.W. Fuller, M.E. Hale. *J. Appl. Phys.* **31**, 2, 238 (1960).
- [14] N.G. Chechenin, C.B. Craus, A.R. Chezan, T. Vystavel, D.O. Boerma, J.Th.M. De Hosson, L. Niesen. In: *Materials Issues for Tunable RF and Microwave Devices III. MRS Symp. Proc.* **720**, 103 (2002).
- [15] D. Wohlleben. *J. Appl. Phys.* **38**, 8, 3341 (1967).
- [16] N.G. Chechenin, A.R. Chezan, C.B. Craus, T. Vystavel, D.O. Boerma, J.Th.M. De Hosson, L. Niesen. *J. Magn. Magn. Mater.* **242–245**, 1, 180 (2002).
- [17] N.G. Chechenin, C.B. Craus, A.R. Chezan, T. Vystavel, D.O. Boerma, J.Th.M. De Hosson, L. Niesen. *IEEE Trans. Magn.* **38**, 5, 3027 (2002).
- [18] G. Herzer. *J. Magn. Magn. Mater.* **157/158**, 133 (1996).
- [19] S. Middelhoek. *Ferromagnetic domains in thin Ni-Fe films. Academisch Proefschrift, Amsterdam* (1961). 163 p.
- [20] D. Spenato, A. Fessant, J. Gieraltowski, J. Loacc, H.Le. Gall. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **26**, 10, 1736 (1993).
- [21] G. Alexander, Jr., J. Rantschler, T.J. Silva, P. Kabos. *J. Appl. Phys.* **87**, 9, 6633 (2000).