

Ферромагнитный резонанс в металлических пленках с угловой дисперсией магнитной анизотропии

© Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия

E-mail: t_vasilevs@mail.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 1 октября 2009 г.)

На основе статистической модели невзаимодействующих блоков проведен анализ особенностей спектра ферромагнитного резонанса в металлических магнитных пленках, связанных с наличием кубической кристаллографической и наведенной одноосной магнитной анизотропии. Показано, что учет угловой дисперсии полей этих типов магнитной анизотропии приводит к сдвигу, асимметрии и уширению интегральной резонансной кривой, а также к характерным угловым зависимостям резонансного поля и ширины резонансной линии.

1. Введение

Анализ экспериментальных данных динамического поведения вакуумно-осажденных металлических тонких магнитных пленок указывает на наличие в них локальных вариаций поля наведенной магнитной анизотропии, существенно влияющих на распределение намагниченности в равновесном состоянии [1–6]. Характер этого распределения во многом определяется технологическими факторами в процессе выращивания пленки: скоростью напыления, температурой подложки, ориентацией и величиной прикладываемого магнитного поля и т.п.

Если размер области магнитной неоднородности R значительно превышает эффективные радиусы обменного и магнитодипольного взаимодействий, пленка представляет собой систему структурных неоднородностей блочного типа, взаимодействием между которыми в пограничной области можно пренебречь. В достаточно тонких металлических пленках (толщиной $2L \sim 10^{-5}$ см) плоскостные размеры блоков имеют порядок $R_{bl} \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ см. В реальных пленках пермаллоидного класса намагниченность насыщения $M_0 \sim 800$ G, поле наведенной одноосной анизотропии $H_u \sim 10$ Oe и эффективный радиус магнитодипольного взаимодействия $R_m \sim 2LM_0/H_u \sim 8 \cdot 10^{-4}$ см, т.е. $R_m < R_{bl}$. Поэтому магнитодипольным взаимодействием соседних блоков в большинстве случаев можно пренебречь, и в магнитном отношении блоки могут считаться практически невзаимодействующими между собой [7,8].

В свою очередь каждый отдельно взятый блок состоит из большого числа кристаллитов с характерным размером $R \sim 10^{-5}$ см и межкристаллических границ $\Delta_{cr} \sim 10^{-6}$ см, поэтому в таких пленках наряду с наведенной одноосной анизотропией всегда присутствует кристаллографическая магнитная анизотропия [2,9]. Эффективный радиус обменного взаимодействия $R_e \sim \sqrt{A/K_1} \sim 2.5 \cdot 10^{-5}$ см, где обменная константа $A \sim 10^{-6}$ erg/cm и константа магнитной кристаллической анизотропии $K_1 \sim 1.5 \cdot 10^3$ erg/cm³. При этом $R_e > R_{cr}$ и $R_e \gg \Delta_{cr}$, что определяет достаточно высо-

кую степень однородности распределения намагниченности как внутри кристаллов, так и внутри блоков. Так как природа образования наведенной и кристаллографической анизотропии различна, в каждом из блоков возможно несоответствие ориентаций „легких“ осей наведенной и кристаллографической анизотропии.

Наличие двух типов магнитной анизотропии в отдельном блоке и в пленке в целом может приводить к асимметрии резонансной кривой, а также к характерным угловым зависимостям резонансного поля и ширины резонансной кривой. Влияние дисперсии поля магнитной анизотропии должно проявляться прежде всего в уширении резонансной кривой. Анализ особенностей спектра ферромагнитного резонанса (ФМР) в подобных пленках обычно проводится на основе статистической модели, в которой распределение локальных параметров описывается законом Гаусса [10,11]. При этом любая интегральная характеристика пленки, зависящая от угловой и амплитудной дисперсии анизотропии, определяется путем усреднения ее локальных значений.

К деформации резонансной кривой должна приводить также и высокая проводимость металлических пленок ($\sigma \sim 10^4 - 10^5$ S), наличие которой создает значительное ослабление высокочастотного электромагнитного поля в пленке за счет скин-эффекта. Глубина проникновения поля вблизи резонанса оказывается сопоставимой с толщинами используемых на практике пленок, что приводит к неоднородному распределению высокочастотной составляющей намагниченности по толщине пленки и смещению резонансной частоты (или резонансного подмагничивающего поля). Задача определения резонансных характеристик магнитных пленок состоит в отыскании вида тензора высокочастотной восприимчивости $\hat{\chi}$. Ее точное решение может быть получено в результате совместного решения уравнения движения намагниченности и уравнений электромагнитного поля, что в общем случае представляет собой достаточно сложную задачу. В этой связи важное значение приобретают методы анализа резонансного поведения тонких магнитных пленок. В настоящей работе используется

один из таких методов, приводящий к результатам, достаточно хорошо отвечающим данным эксперимента. Суть его заключается в том, что для определения высокочастотного поля \mathbf{h} в металлической пленке на основе уравнений Максвелла в качестве нулевого приближения (по параметру L/δ , где δ — толщина скин-слоя) используется известный тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}^0$ [12], получаемый без учета пространственной дисперсии, т.е. при $L/\delta \rightarrow 0$. Корректность такого приближения связана с малостью обменного поля $2A/M_0\delta^2$ по сравнению с составляющими эффективного поля H_u и $4\pi M_0$ (в рассматриваемых пленках $\delta \sim 10^{-4}$ см на частотах $\omega \sim 10^{10}$ с $^{-1}$). Последующее решение уравнения Ландау–Лифшица производится уже с учетом найденного неоднородного распределения поля $\mathbf{h} \sim \mathbf{h}_0 \exp(-z/\delta)$ по толщине пленки.

В настоящей работе на основе блочной модели металлической магнитной пленки и статистического описания ее свойств проводится анализ особенностей спектра ФМР, обусловленных наличием как наведенной одноосной, так и кристаллографической магнитной анизотропии, а также угловой дисперсии указанных типов анизотропии. Исследуется случай плоскостного подмагничивания и нормального падения СВЧ-волны на пленку, при которых в магнитной среде собственной волной, управляемой внешним магнитным полем, является ТЕ-волна. Анализ проводится с учетом неоднородного распределения высокочастотного поля по толщине за счет скин-эффекта, существенного для рассматриваемых металлических пленок.

2. Статистическая модель

Будем считать, что тонкая пленка ферромагнетика состоит из достаточно большого набора сквозных по толщине блоков, являющихся монокристаллическими образованиями с кубической магнитной анизотропией и ориентацией вдоль нормали к пленке локальных кристаллографических осей типа [001]. Поэтому такую пленку можно считать обладающей плоскостной двухосной кристаллографической анизотропией с перпендикулярными осями легкого намагничивания \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 , которыми при $K_1 > 0$ являются соответственно оси [100] и [010]. Наряду с кубической кристаллографической анизотропией в пленке присутствует плоскостная наведенная одноосная анизотропия с „легкой“ осью \mathbf{n}_u , лежащей в плоскости пленки. Из-за больших полей рассеяния (для рассматриваемых пленок $4\pi M_0 = 10$ кГ) и соотношения размеров блока $R_{bl}/L \gg 1$ равновесная намагниченность в каждом блоке лежит в плоскости пленки. Дисперсионность пленки выражается в плоскостной разориентации „легких“ осей \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_u различных блоков, величина которой характеризуется значением угловой дисперсии соответствующего поля магнитной анизотропии. Как правило, влияние угловой дисперсии на магнитные характеристики пленки в целом намного

существеннее влияния амплитудной дисперсии, поэтому в дальнейшем мы будем учитывать только угловую дисперсию поля магнитной анизотропии.

Направим внешнее подмагничивающее поле \mathbf{H}_0 вдоль оси \mathbf{X} , лежащей в плоскости пленки. Ориентацию „легких“ осей кубической анизотропии отдельного блока определим следующим образом: ось \mathbf{n}_3 нормальна плоскости пленки и совпадает в ось \mathbf{Z} , а направление одной из плоскостных „легких“ осей \mathbf{n}_1 относительно поля \mathbf{H}_0 определяется углом φ_k ; „легкая“ ось одноосной наведенной анизотропии пленки \mathbf{n}_u ориентирована по отношению к полю \mathbf{H}_0 под углом φ_u . Направления „легких“ осей в ансамбле блоков будем считать распределенными в плоскости пленки по гауссовому закону [7]

$$P(\langle\varphi_{k,u}\rangle, \alpha_{k,u}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\alpha_{k,u}} \exp\left\{-\frac{(\varphi_{k,u} - \langle\varphi_{k,u}\rangle)^2}{2\alpha_{k,u}^2}\right\}. \quad (1)$$

Здесь параметры α_k и α_u определяют угловую дисперсию полей магнитной кристаллографической и наведенной анизотропии, т.е. среднеквадратичное отклонение локальных углов φ_k и φ_u от их средних значений $\langle\varphi_k\rangle$ и $\langle\varphi_u\rangle$. В результате любая интегральная характеристика пленки в целом может быть представлена следующим образом:

$$\langle\Phi(\alpha_k, \alpha_u)\rangle = \iint \Phi(\varphi_k, \varphi_u) P(\varphi_k, \alpha_k) P(\varphi_u, \alpha_u) d\varphi_k d\varphi_u, \quad (2)$$

т.е. усреднена по всему ансамблю блоков с учетом вида распределения „легких“ осей блоков в пленке, определяемого выражением (1).

3. Равновесное состояние

Прецессионное движение магнитного момента \mathbf{M} в одном из блоков тонкой магнитной пленки толщиной $2L$ будем описывать уравнением Ландау–Лифшица

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma[\mathbf{M}\mathbf{H}_{ef}] + \frac{\xi}{M}[\mathbf{M}\dot{\mathbf{M}}], \quad (3)$$

где γ — магнитомеханическое отношение, ξ — параметр затухания в магнитной подсистеме. Эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{ef} определяется соотношением

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{ef} = \mathbf{H} + \mathbf{h} + \frac{2A}{M_0^2} \nabla^2 \mathbf{M} + \frac{2K_u}{M_0^2} \mathbf{n}_u(\mathbf{M}\mathbf{n}_u) \\ - \hat{N}^{(k)} \mathbf{M} - 4\pi \mathbf{e}_z(\mathbf{M}\mathbf{e}_z), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\hat{N}^{(k)}$ — тензор кристаллографической анизотропии, \mathbf{e}_z — орт оси \mathbf{Z} . Внешние статическое и переменное магнитные поля считаются ортогональными ($\mathbf{H} \perp \mathbf{h}$).

При выбранной ориентации кристаллографических осей в блоке выражения для ненулевых компонент тензора $\hat{N}^{(k)}$ с учетом положительности первой константы кристаллографической анизотропии K_1 имеют вид

$$N_{xx}^{(k)} = -\frac{K_1}{M_0^2} (2 - \sin^2 2\varphi_k), \quad N_{yy}^{(k)} = -\frac{3K_1}{M_0^2} \sin^2 2\varphi_k. \quad (5)$$

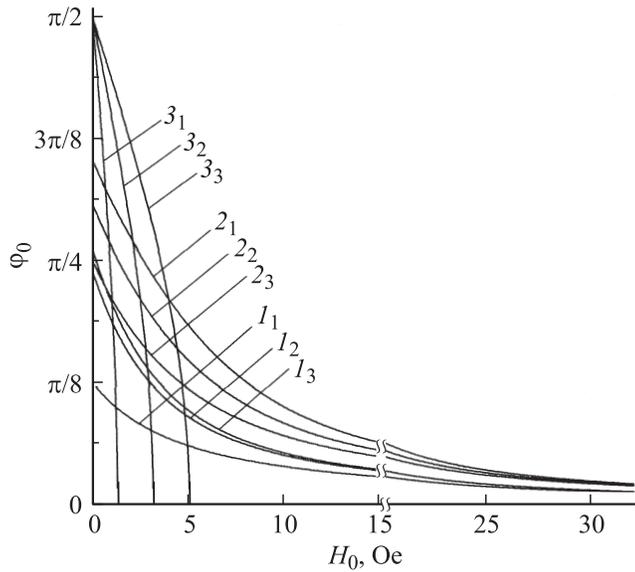


Рис. 1. Полевые зависимости равновесного угла φ_0 между векторами \mathbf{M}_0 и \mathbf{H}_0 в отдельном блоке. $\varphi_u = \pi/8, \pi/4, \pi/2$ (семейства кривых 1–3), $\varphi_k - \varphi_u = 0, \pi/12, \pi/8$ (индексы 1–3).

Равновесный угол φ_0 между намагниченностью \mathbf{M}_0 и подмагничивающим полем \mathbf{H}_0 определяется из уравнения $[\mathbf{M}_0 \mathbf{H}_{\text{ef}}] = 0$, которое принимает вид

$$H_u \sin 2(\varphi_u - \varphi_0) - H_k \sin 2\varphi_0 \cos 4\varphi_k - 2H_0 \sin \varphi_0 = 0, \quad (6)$$

где $H_k = 2K_1/M_0$ и $H_u = 2K_u/M_0$ — поля кристаллографической и одноосной анизотропии. На рис. 1 приведены полевые зависимости равновесного угла φ_0 в отдельном блоке, полученные на основе численного решения уравнения (6) и построенные для нескольких ориентаций осей одноосной и кристаллографической магнитной анизотропии относительно подмагничивающего поля и друг друга. Полученные зависимости отвечают углам $\varphi_u = \pi/8, \pi/4, \pi/2$ (кривые 1–3) и разностям углов $\varphi_k - \varphi_u = 0, \pi/12, \pi/8$ (индексы 1–3 кривых соответственно). Здесь и далее используются параметры, близкие к параметрам реальной тонкой пленки мателлического ферромагнетика пермаллоидного класса: намагниченность насыщения $M_0 = 800 \text{ G}$, $H_u = 5 \text{ Oe}$, $K_1 = 1500 \text{ erg/cm}^3$. Из приведенных зависимостей следует, что с увеличением подмагничивающего поля равновесия намагниченность в блоках выстраивается вдоль поля. Насыщение блоков с большими углами разворота легких осей \mathbf{n}_u относительно подмагничивающего поля наступает при больших значениях поля H_0 . При разориентации легких осей одноосной и кристаллографической анизотропии внутри блока (за исключением случая $\varphi_u = \pi/2$) имеет место существенное уменьшение угла между равновесной намагниченностью \mathbf{M}_0 и внешним полем \mathbf{H}_0 уже при достаточно малых полях подмагничивания. Это позволяет считать, что практическое насыщение намагниченности в блоках для выбранных

параметров и угловой дисперсии $\alpha_u \approx \alpha_k < \pi/8$ происходит уже при значениях поля $H_0 \approx 15 \text{ Oe}$. Поэтому величину $H_0 > 15 \text{ Oe}$ можно считать достаточной для насыщения как отдельного блока, так и пленки в целом. При этом ориентацию равновесной намагниченности будем считать совпадающей с направлением \mathbf{H}_0 .

4. Высокочастотная восприимчивость

Будем считать, что на пленку по нормали к ее поверхности падает плоская монохроматическая волна с частотой ω и компонентами поля $(e_0, h_0, 0)$. При этом в пленке вдоль оси \mathbf{Z} распространяется собственная ТЕ-волна, имеющая компоненты высокочастотного магнитного поля h_y и h_z , поперечные по отношению к направлению равновесной намагниченности \mathbf{M}_0 . В рассматриваемой геометрии распространения электромагнитной волны в пленке задача отыскания соответствующей высокочастотной намагниченности является одномерной, так как $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$. При выборе начала координат $z = 0$ в центре пленки приближенное решение граничной задачи по определению высокочастотного поля в пленке приводит к следующим зависимостям:

$$h_y(z) = h_{0y} \exp[ik(z + L)] \exp(-i\omega t),$$

$$h_z(z) = \frac{\mu_{yz}^0}{\mu_{zz}^0} h_y(z), \quad (7)$$

где h_{0y} — амплитуда соответствующей компоненты СВЧ-поля на поверхности пленки ($z = -L$), а волновое число распространяющейся в пленке волны дается выражением

$$k = \frac{1-i}{c} \sqrt{2\pi\sigma\omega\mu_{\perp}^0}. \quad (8)$$

Здесь c — скорость света в вакууме, ω — частота, эффективная магнитная проницаемость $\mu_{\perp}^0 = \mu_{yy}^0 - \mu_{yz}^0\mu_{zy}^0/\mu_{zz}^0$. Учтено также, что в насыщенном состоянии с равновесной намагниченностью \mathbf{M}_0 , параллельной оси \mathbf{X} , и однородным распределением СВЧ-поля по толщине пленки (без учета скин-эффекта) тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}^0$ имеет отличные от нуля компоненты: $\mu_{xx}^0 = 1, \mu_{yy}^0, \mu_{zz}^0, \mu_{yz}^0 = -\mu_{zy}^0$.

Введем в уравнение (3) малые отклонения намагниченности \mathbf{m} от равновесной намагниченности \mathbf{M}_0 , т.е. $\mathbf{m}(z, t) = \mathbf{M}(z, t) - \mathbf{M}_0$. Считая зависимость высокочастотной намагниченности \mathbf{m} от времени пропорциональной фактору $\exp(-i\omega t)$, получим следующую систему линейных уравнений для компонент m_x и m_y одного из блоков тонкой магнитной пленки:

$$\begin{aligned} i\omega m_y - \left(\frac{2A}{M_0} \frac{d^2}{dz^2} + \gamma H_1 - i\xi\omega \right) m_z &= -\gamma M_0 h_z, \\ i\omega m_z + \left(\frac{2A}{M_0} \frac{d^2}{dz^2} + \gamma H_2 - i\xi\omega \right) m_y &= \gamma M_0 h_y. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь введены характерные поля

$$H_1 = 4\pi M_0 + H_0 + H_u \cos^2 \varphi_u + H_k(1 + \cos^2 2\varphi_k)/2,$$

$$H_2 = H_0 + H_u \cos 2\varphi_u + H_k \cos 4\varphi_k.$$

Решение уравнений (9) ищем в виде

$$\mathbf{m}(z) = \mathbf{m} \exp[ik(z + L)]. \quad (10)$$

Подставляя (10) в систему (9), находим зависимость высокочастотной намагниченности от распространяющегося в пленке СВЧ-поля, которую можно представить в виде $\mathbf{m}(z) = \hat{\chi} \mathbf{h}(z)$. Здесь $\hat{\chi}$ — тензор высокочастотной восприимчивости, имеющий следующий вид:

$$\hat{\chi}(k) = \frac{\gamma M_0}{\Omega_1 \Omega_2 - \omega^2} \begin{pmatrix} \Omega_1 & i\omega \\ -i\omega & \Omega_2 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где $\Omega_j = \gamma(H_j + \frac{2A}{M_0}k^2) - i\xi\omega$, $j = 1, 2$.

Для действительной и мнимой частей компонент тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}^0$, входящего в (7), справедливы соотношения $\text{Re } \hat{\mu}^0 = 1 + 4\pi \text{Re } \hat{\chi}^0$ и $\text{Im } \hat{\mu}^0 = 4\pi \text{Im } \hat{\chi}^0$, где выражения для действительной и мнимой частей тензора $\hat{\chi}^0$ отвечают однородному распределению СВЧ-поля в пленке и определяются из (11) при $k = 0$, т.е. $\hat{\chi}^0 = \hat{\chi}(0)$.

Поглощаемая блоком удельная мощность высокочастотного поля, усредненная по толщине пленки, определяется мнимой частью высокочастотной восприимчивости, а именно

$$P = \frac{\omega}{4L} \sum_{\alpha, \beta} (\text{Im } \chi_{\alpha\beta}) \int_{-L}^L h_{\alpha}(z) h_{\beta}(z) dz = \frac{\omega}{2} \sum_{\alpha, \beta} (\text{Im } \tilde{\chi}_{\alpha\beta}) h_{0\alpha} h_{0\beta}. \quad (12)$$

При ориентации высокочастотного поля \mathbf{h} вдоль оси \mathbf{Y} поглощаемая мощность и, следовательно, положение, амплитуда и ширина линии ФМР определяются мнимой частью компоненты $\tilde{\chi}_{yy}$

$$\text{Im } \tilde{\chi}_{yy} = \frac{1}{2L} (\text{Re } \chi_{yy} \text{Im } \eta + \text{Im } \chi_{yy} \text{Re } \eta), \quad (13)$$

где введены обозначения

$$\eta = (\exp(2ikL) - 1)/ik,$$

$$\text{Re } \chi_{yy} = 2\gamma M_0 \frac{2\pi\gamma M_0(\omega_{r0}^2 - \omega_0^2) + \xi\omega^2\Delta\omega_0}{(\omega_{r0}^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\Delta\omega_0^2},$$

$$\text{Im } \chi_{yy} = \gamma M_0 \omega \frac{8\pi\gamma M_0\Delta\omega_0 - \xi(\omega_{r0}^2 - \omega^2)}{(\omega_{r0}^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\Delta\omega_0^2}.$$

Здесь резонансная частота и ширина резонансной кривой определены следующим образом:

$$\omega_{r0}^2 = 4\pi M_0 \gamma^2 \left(H + H_u \cos 2\varphi_u + H_k \cos 4\varphi_k + \frac{4A}{\delta_2^2 M_0} \right), \quad (14)$$

$$\Delta\omega_0 = 2\pi M_0 \gamma (\xi + 4A\gamma/\delta_1^2 \omega M_0), \quad (15)$$

где $\delta_1 = c/\sqrt{2\pi\omega\sigma \text{Re } \mu_{\perp}^0}$, $\delta_2 = c/\sqrt{2\pi\omega\sigma \text{Im } \mu_{\perp}^0}$. Учтено также, что в используемом на практике интервале подмагничивающих полей $H \ll 4\pi M_0$ параметр затухания $\xi \ll 1$, $2\pi M_0^2 \gg K_1$ и $\beta \ll 2\pi$. Из соотношений (14), (15) следует, что неоднородность распределения высокочастотной намагниченности по толщине пленки, обусловленная конечной глубиной проникновения поля в металл, приводит к увеличению резонансной частоты (или уменьшению резонансного поля) и уширению резонансной кривой отдельно взятого блока.

На рис. 2 приведены полевые зависимости величины $\text{Im } \tilde{\chi}_{yy}$, характеризующей отдельный блок. Указанные зависимости построены на частоте $f = 1.4 \text{ GHz}$ для блока толщиной $2L = 3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$, параметра затухания $\xi = 1.5 \cdot 10^{-2}$, при ориентации „легких“ осей вдоль подмагничивающего поля ($\varphi_k = \varphi_u = 0$) и различных значениях проводимости $\sigma = 4.44(n - 1) \cdot 10^4 \text{ S}$, $n = 1, 2, 3, 4$ (рис. 2, а, кривые 1-4). В случае непроводящей пленки

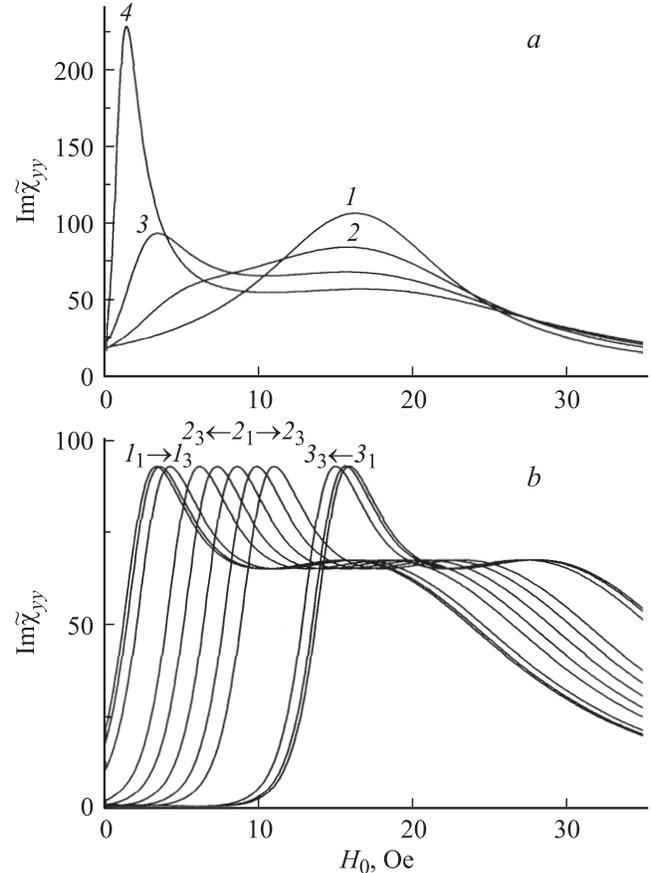


Рис. 2. Полевые зависимости величины $\text{Im } \tilde{\chi}_{yy}$ для отдельного блока пленки с параметрами $2L = 3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$, $\xi = 1.5 \cdot 10^{-2}$ на частоте $f = 1.4 \text{ GHz}$ при $\varphi_k = \varphi_u = 0$, $\sigma = 4.44(n - 1) \cdot 10^4 \text{ S}$, $n = 1-4$ (кривые 1-4 соответственно) (а) и при $\varphi_u = 0$ (1), $\pi/8$ (2), $\pi/4$ (3) в случае разориентации „легких“ осей $|\varphi_k - \varphi_u| = 0, \pi/36, \pi/18$ (индексы 1-3), $\sigma = 8.88 \cdot 10^4 \text{ S}$ (б).

(кривая 1, $\sigma = 0$) наблюдается симметричная резонансная линия с четко выраженным пиком. Увеличение проводимости пленки приводит к уменьшению глубины проникновения высокочастотного поля h и, как следствие, к появлению асимметрии резонансной линии со сдвигом резонансного поля (максимума резонансной кривой) в область меньших значений. При значениях проводимости, близких к $\sigma \approx 10^5$ S, наблюдается второй резонансный пик в области меньших полей. Амплитуда второго пика может значительно превышать амплитуду пика, наблюдаемого в области полей, отвечающих однородному резонансу.

Поворот блока относительно подмагничивающего поля приводит к сдвигу резонансной кривой практически без изменения ее формы. Приведенные резонансные кривые отвечают значению проводимости $\sigma = 8.88 \cdot 10^4$ S и ориентации „легких“ осей наведенной анизотропии относительно подмагничивающего поля $\varphi_u = 0, \pi/8, \pi/4$ (рис. 2, *b*, семейства кривых 1–3). При этом разориентация „легких“ осей кристаллографической и наведенной анизотропии может принимать значения $|\varphi_k - \varphi_u| = 0, \pi/36, \pi/18$ (увеличению угла разориентации отвечает индекс у номера кривой). Из приведенных общих резонансных зависимостей следует, что при ориентации блока под углом $\varphi_u = \pi/8$ смещения резонансных кривых, отвечающих разориентации кристаллографических „легких“ осей $\varphi_k - \varphi_u = \pm\pi/36$ и $\pm\pi/18$ (кривые 2₂ и 2₃ соответственно), симметричны относительно резонансной линии, отвечающей $\varphi_k - \varphi_u = 0$ (кривая 2₁). В случаях $\varphi_u = 0$ и $\pi/4$ сдвиг резонансных линий по полю менее выражен, не зависит от знака разности $\varphi_k - \varphi_u$ и происходит в область больших полей при $\varphi_u = 0$ (кривые 1₁–1₃), в область меньших полей — при $\varphi_u = \pi/4$ (кривые 3₁–3₃).

5. Учет угловой дисперсии

Резонансное поведение пленки в целом является следствием резонансного поглощения мощности СВЧ-поля той частью ансамбля блоков, для которой ориентация локальных „легких“ осей кристаллографической и наведенной анизотропии относительно подмагничивающего поля отвечает условию резонанса. Доля таких блоков, а также блоков с близкими к ним направлениями „легких“ осей задается гауссовым распределением (1) и определяет амплитуду результирующей кривой резонансного поглощения. При отстройке от резонансных условий (изменении частоты, величины подмагничивающего поля, повороте пленки относительно подмагничивающего поля) указанные блоки из резонанса выходят, а в резонанс вступают блоки с другой ориентацией „легких“ осей. Их число и, следовательно, результирующая амплитуда ФМР также определяются гауссовым законом. Наличие перекрытия между резонансными кривыми всего ансамбля блоков и их сдвиг по полю приводят к уширению интегральной кривой и уменьшению ее амплитуды.

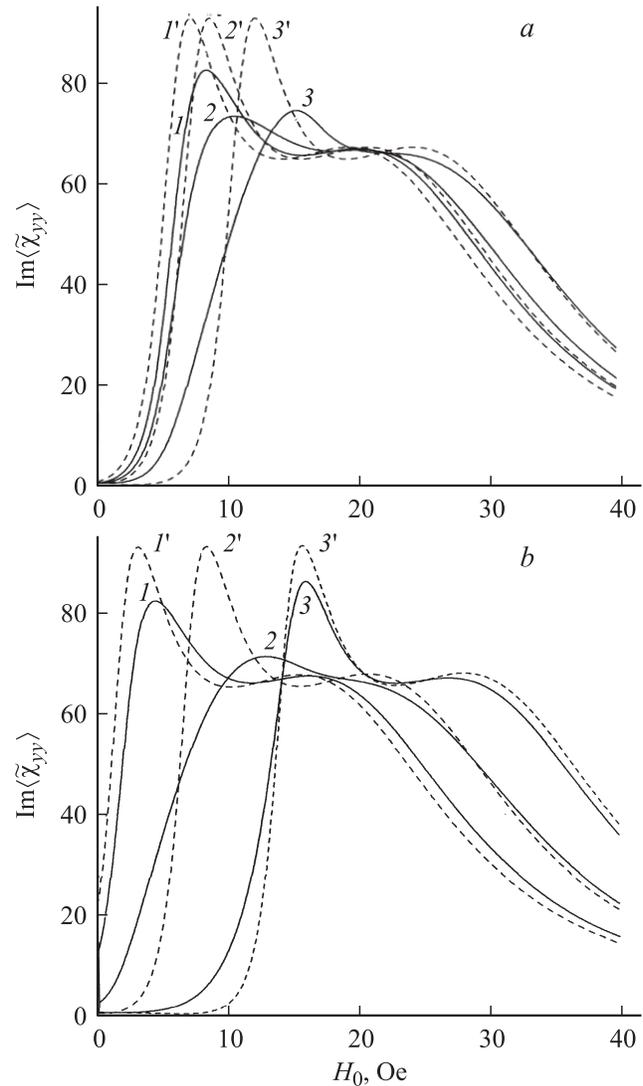


Рис. 3. Спектры ФМР бездисперсных (1'–3') и дисперсных (1–3) пленок только с одноосной анизотропией (*a*) и с двумя типами анизотропии (*b*). $\sigma = 8.88 \cdot 10^4$ S, $\alpha_u = \alpha_k = \pi/9$, $\langle\varphi_u\rangle = \langle\varphi_k\rangle = 0$ (1, 1'), $\pi/8$ (2, 2') и $\pi/4$ (3, 3').

В связи с этим интегральные резонансные характеристики дисперсной пленки необходимо находить непосредственно по кривым $\text{Im}\langle\tilde{\chi}_{yy}\rangle$, численно рассчитанным с помощью выражений (2) и (13).

Дальнейший анализ модификации спектров ФМР и угловых зависимостей резонансных полей и ширины линии проводится на примере пленок с проводимостью $\sigma = 8.88 \cdot 10^4$ S. На рис. 3, *a* приведены полевые зависимости величины $\text{Im}\langle\tilde{\chi}_{yy}\rangle$, полученные для бездисперсных (кривые 1'–3') и дисперсных (кривые 1–3), пленок, обладающих только неведенной одноосной анизотропией. Кривые отвечают различным ориентациям средней „легкой“ оси $\langle\mathbf{n}_u\rangle$, а именно $\langle\varphi_u\rangle = 0$ (1, 1'), $\pi/8$ (2, 2') и $\pi/4$ (3, 3'). Значение угловой дисперсии в случае дисперсных пленок принято равным $\alpha_u = \pi/9$. На рис. 3, *b* эти же зависимости приведены для пле-

нок, обладающих наряду с наведенной и кристаллографической анизотропией. При этом рассмотрен случай совпадения средних „легких“ осей $\langle \varphi_u \rangle = \langle \varphi_k \rangle$. Видно, что учет кристаллографической анизотропии в случае бездисперсной пленки практически не влияет на амплитуду дополнительного резонансного пика. Поворот такой пленки относительно подмагничивающего поля приводит к сдвигу резонансного пика без изменения его амплитуды. При этом интервал резонансных полей, отвечающих различным углам подмагничивания, для пленки с двумя типами анизотропии существенно больше интервала полей пленки только с наведенной анизотропией. При наличии угловой дисперсии в случае $\langle \varphi_u \rangle = \langle \varphi_k \rangle$ наблюдается явно выраженная угловая зависимость и амплитуды резонансного пика, и ширины резонансной кривой. Так, при повороте пленки на углы $\langle \varphi_u \rangle = 0; \pi/4$ амплитуда резонансного пика максимальна, а при $\langle \varphi_u \rangle = \pi/8$ — минимальна. Однако основной максимум у пленки с одноосной магнитной анизотропией наблюдается при $\langle \varphi_u \rangle = 0$ (плотная кривая 1 на рис. 3, а), а у пленки с одноосной и кристаллографической анизотропией — при ориентации „легких“ осей $\langle \varphi_u \rangle = \langle \varphi_k \rangle = \pi/4$ (сплошная кривая 3 на рис. 3, б). В случае разориентации средних „легких“ осей угловая зависимость амплитуды резонансного пика становится менее заметной и при $\langle \varphi_k \rangle - \langle \varphi_u \rangle \simeq \pi/18$ практически исчезает.

На рис. 4 приведены угловые зависимости резонансных полей $H_r(\varphi)$, полученные численно по максимумам интегральных кривых $\text{Im}(\tilde{\chi}_{yy})$ для углов $\varphi = \langle \varphi_u \rangle = \langle \varphi_k \rangle$ и значений угловой дисперсии $\alpha_u = \alpha_k = 0, \pi/18, \pi/9$ (кривые 1–3). Наличие дисперсии приводит к уменьшению амплитуды изменения резонансных полей. Кривые 2, 3 отражают важную характерную особенность резонансных кривых дисперсных пленок с наведенной

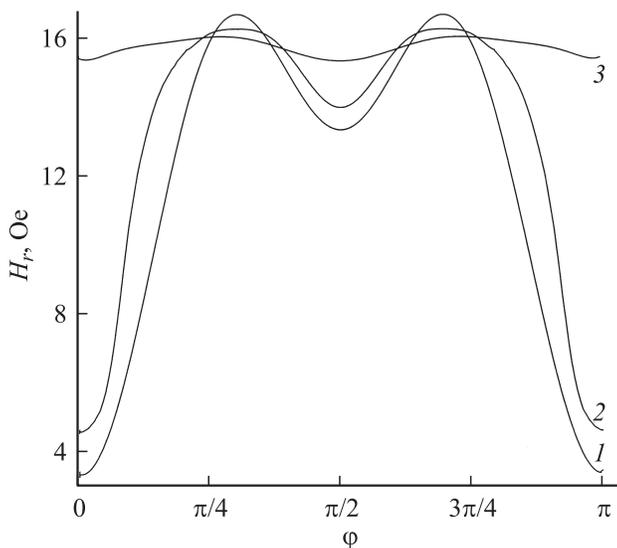


Рис. 4. Угловые зависимости резонансных полей дисперсной пленки $\alpha_u = \alpha_k = 0$ (1), $\pi/18$ (2) и $\pi/9$ (3).

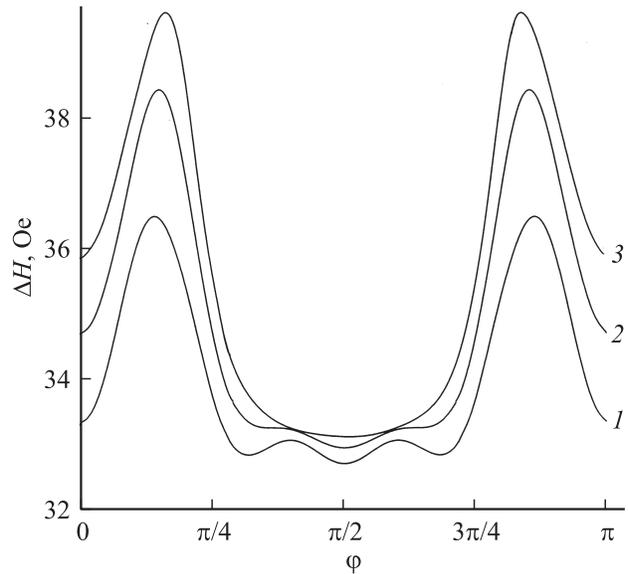


Рис. 5. Угловая зависимость ширины линии ФМР дисперсной пленки $\alpha_u = \alpha_k = \pi/18$ (1), $\pi/12$ (2) и $\pi/9$ (3).

одноосной и кубической магнитной анизотропией, наблюдаемую для углов вблизи направления $\varphi = \pi/4$. В этой области резонансное поле дисперсной пленки практически постоянно, и чем больше значение угловой дисперсии, тем шире данная область.

На рис. 5 приведены угловые зависимости ширины линии ферромагнитного резонанса $\Delta H(\varphi)$ для значений угловой дисперсии $\alpha_u = \alpha_k = \pi/18, \pi/12, \pi/9$ (кривые 1–3). Ввиду существенной асимметрии резонансных кривых исследуемых пленок ширина линии определялась на уровне половины поглощаемой пленкой мощности. Линии симметричны относительно угла поворота $\varphi = \pi/2$, имеют основные максимумы ΔH вблизи углов $\varphi = \pi/8, 7\pi/8$. Локальные максимумы ΔH , наблюдаемые вблизи $\varphi = \pi/2$ при невысокой угловой дисперсии (кривые 1–3), сглаживаются с ростом дисперсии и не обнаруживаются при $\alpha_{u,k} = \pi/9$. Подобный характер зависимости $\Delta H(\varphi)$ наблюдался в работе [13] на тонких ($L \sim 5 \cdot 10^{-6}$ см) пермаллоевых пленках, близких к нестрикционному составу.

Проведенный анализ резонансных характеристик дисперсных пленок, имеющих блочную структуру и обладающих наведенной одноосной и кубической кристаллографической магнитной анизотропией, показывает, что учет угловой дисперсии магнитной анизотропии приводит к уменьшению амплитуды резонансных пиков и уширению интегральной резонансной кривой, а также к характерным угловым зависимостям резонансного поля и ширины резонансной линии. Высокая проводимость подобных металлических пленок приводит не только к смещению поля однородного резонанса, но и к возникновению дополнительного резонансного пика в области меньших полей, что делает форму резонансной кривой асимметричной. Этот резонансный пик связан с неод-

нородностью СВЧ-поля в пленке за счет скин-эффекта. В отсутствие угловой дисперсии учет кристаллографической анизотропии наряду с наведенной одноосной анизотропией существенно увеличивает интервал резонансных полей, отвечающих различным углам подмагничивания пленки, и практически не влияет на амплитуду резонансного пика, обусловленного скин-эффектом. При наличии угловой дисперсии разориентация средних „легких“ осей наведенной и кристаллографической анизотропии приводит к уменьшению интервала резонансных полей и значительному снижению амплитуды дополнительного пика. Так, при параметрах пленки $\langle \varphi_u \rangle - \langle \varphi_k \rangle \geq \pi/18$, $\alpha_u = \alpha_k = \pi/9$ этот пик практически не разрешается относительно пика однородного ФМР.

Список литературы

- [1] Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. Физические свойства и применение магнитных пленок. Наука, Новосибирск (1975). 220 с.
- [2] А.Г. Лесник. Наведенная магнитная анизотропия. Наук. думка, Киев (1976). 164 с.
- [3] Ю.В. Корнев, Т.В. Бородина. ФММ **55**, 3, 472 (1983).
- [4] G. Herzer. IEEE Trans. Magn. **26**, 1397 (1990).
- [5] В.С. Жигалов, Г.И. Фролов, Л.И. Квеглис. ФТТ **40**, 11, 2074 (1998).
- [6] Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, В.И. Сиклицкий. ФТТ **42**, 6, 1105 (2000).
- [7] Д.И. Семенцов. ФТТ **13**, 7, 2069 (1971).
- [8] Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев, А.Д. Балаев, Л.А. Чеканова. Письма в ЖЭТФ **72**, 6, 440 (2000).
- [9] А.М. Зюзин, Ал.М. Зизин. ФТТ **29**, 10, 3128 (1987).
- [10] Д.И. Семенцов, Ю.В. Корнев. ФТТ **14**, 6, 1659 (1972).
- [11] Ю.В. Корнев, Д.И. Семенцов, В.В. Сидоренков. ДАН СССР **284**, 3, 603 (1985).
- [12] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Физматлит, М. (1994). 461 с.
- [13] Б.А. Беляев, А.А. Лексиков, В.В. Тюрнев. Тез. докл. XV Всерос. школы-семинара „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. М. (1996). С. 27.