

01;05;09

© 1992 г.

ИНТЕНСИВНОСТЬ И ШИРИНА ЛИНИИ ФМР В ПЛЕНКАХ
С ОРТОРОМБИЧЕСКОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

В. Н. Ваньков, А. М. Зюзин

Теоретически и экспериментально исследованы угловые зависимости интенсивности I и ширина $2\Delta H$ линии ФМР в пленках феррит-гранатов с орторомбической анизотропией. Определены компоненты тензора эффективных размагничивающих факторов таких пленок, необходимых для расчета угловых зависимостей I и $2\Delta H$. Показано, что на величину I влияют ориентация вектора ВЧ-поля \vec{h}_0 относительно осей эллипса прецессии намагниченности (ЭПН), а также трансформация ЭПН, происходящая при изменении направления внешнего магнитного поля \vec{H} . Один из механизмов уширения линии ФМР в пленках с орторомбической анизотропией связан с происходящим в процессе прохождения резонансных условий изменением значений полярного θ_m и азимутального φ_m углов, определяющих равновесную ориентацию вектора намагниченности \vec{M}_0 . Получено удовлетворительное соответствие теоретических и экспериментальных результатов.

Введение

В работе [1] было показано, что к числу факторов, влияющих на интенсивность I линии ФМР в одноосных пленках, относятся разориентация между равновесной намагниченностью \vec{M}_0 и полем \vec{H} , а также эллиптическая форма траектории движения конца вектора намагниченности \vec{M} . Различная ориентация вектора ВЧ поля \vec{h}_0 относительно осей эллипса прецессии намагниченности (ЭПН) приводит к различию значений интенсивности. В работе [2] исследован механизм уширения линии ФМР $2\Delta H$ в одноосных пленках, действующий при промежуточных, между трудным и легким направлениях внешнего магнитного поля. Причина уширения связана как с разориентацией \vec{M}_0 и \vec{H} , так и в определяющей степени с изменением равновесной ориентации намагниченности в процессе прохождения резонансных условий при регистрации линии поглощения.

Целью данной работы являлось теоретическое и экспериментальное исследование особенностей влияния вышеотмеченных механизмов на ин-

тенсивности и ширину линии ФМР в пленках с орторомбической магнитной анизотропией (ОРМА). В работе также проведен учет влияния ориентации вектора ВЧ поля \vec{h}_0 и изменения его проекции на плоскость, перпендикулярную \vec{M}_0 , на ширину линии поглощения.

Расчет угловых зависимостей интенсивности и ширины линии ФМР

Расчет угловых зависимостей I и $2\Delta H$ проводился в предположении линейно поляризованного ВЧ поля \vec{h}_0 , перпендикулярного внешнему квазистатическому магнитному полю \vec{H} . В этом случае кривую поглощения (зависимость поглощаемой мощности ВЧ поля P от H) можно путем выбора соответствующей системы координат, не теряя при этом общности, описать через антиэрмитову часть лишь одной из поперечных диагональных компонент тензора ВЧ восприимчивости χ''_{ll} и соответствующую проекцию ВЧ поля h_l . Так, если \vec{M}_0 совпадает с осью z , а \vec{h}_0 лежит в плоскости xz , то

$$P(H) = \frac{\omega}{2} \chi''_{xx} h_x^2 = \frac{\omega}{2} \frac{\alpha\gamma M \{ 2\omega_n q(\omega_n + \gamma N_{yy} M) - [\omega_0^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2] \}}{[\omega_0^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2] + 4\alpha^2 \omega_n^2 \omega^2 q^2} h_x^2. \quad (1)$$

Здесь α — параметр затухания Гильберта, ω — круговая частота ВЧ поля, ω_0 — собственная частота прецессии намагниченности, γ — гидромагнитное отношение, $\omega_n = \gamma H_{l_0}$, где H_{l_0} — сумма проекций \vec{H} и эффективного поля анизотропии \vec{H}_a на направление \vec{M}_0 , $q = 1 + M(N_{xx} + N_{yy})/2H_{l_0}$, N_{ll} — компоненты тензора эффективных размагничивающих факторов в выбранной системе координат. Интенсивность линии поглощения, которая пропорциональна мощности ВЧ поля, поглощаемой при резонансе $P_{рез}$, можно в этом случае выразить через амплитудное значение $(\chi''_{xx})_{рез}$ и h_x^* — проекцию \vec{h}_0 на ось x при резонансном значении H

$$I \sim P_{рез} = \frac{\omega}{2} (\chi''_{xx})_{рез} (h_x^*)^2 = \frac{\omega}{2} \frac{\alpha M (\omega_n + \alpha N_{yy} M)}{2\alpha\omega_n q} (h_x^*)^2. \quad (2)$$

Величины ω_n , q , N_{ll} , входящие в выражение для $(\chi''_{xx})_{рез}$, зависят от полярного θ_n и азимутального φ_n углов, определяющих направление \vec{M}_0 , которые в свою очередь зависят от углов θ_n и φ_n , определяющих направление H . Поэтому зависимость I от θ_n и φ_n будет определяться зависимостями $(\chi''_{xx})_{рез}$ и h_x^* от θ_n и φ_n . Кроме того, величина I будет зависеть и от ориентации \vec{h}_0 , определяющей положение плоскости xz , а

следовательно, и положение осей x и y , от которых в общем случае зависят значения N_{ll} и h_x .

Как показал проведенный анализ, при ориентации \vec{h}_0 , не перпендикулярных плоскости, в которой лежат \vec{M}_0 и \vec{H} , может нарушаться подобие между зависимостями $\chi''_{xx}(H)$ и $P(H)$; что связано с изменением проекции h_x , происходящим в процессе прохождения резонансных условий. Поэтому при расчете в качестве ширины линии принималось расстояние между точками на половине высоты кривой поглощения, описываемой не просто $\chi''_{xx}(H)$, а $\chi''_{xx}(H) \cdot h_x^2(H)$. Уравнение для нахождения этих точек имеет вид

$$\chi''_{xx} \cdot h_x^2 = \frac{1}{2} (\chi''_{xx})_{\text{рез}} \cdot (h_x^*)^2. \quad (3)$$

Из формул (1)–(3) следует, что для расчета угловых зависимостей как I , так и $2\Delta H$ необходимо сначала определить значения компонент тензора эффективных размагничивающих факторов N^3 для пленки с орторомбической анизотропией, причем в системе координат, ось z которой совпадает с \vec{M}_0 , а плоскость xz параллельна \vec{h}_0 . Затем, используя формулы (1)–(3), а также резонансное соотношение [3] и условия равновесной ориентации намагниченности: $\partial U / \partial \theta_m = 0$, $\partial u / \partial \varphi_m = 0$, где U — свободная энергия анизотропного ферромагнетика в поле H , можно рассчитать $I(\theta_n, \varphi_n)$ и $2\Delta H(\theta_n, \varphi_n)$, а также зависимость I и $2\Delta H$ от ориентации \vec{h}_0 . Для нахождения компонент N^3 в упомянутой системе координат (нестрихованной) были предварительно определены значения компонент тензора $(N^3)'$ в системе координат (стрихованной), оси z' и x' которой совпадают с осями анизотропии пленки. Плотность энергии анизотропии с учетом энергии размагничивающего поля записывали в виде [3, 4]

$$U_a = K_u \sin^2 \theta_m + K_r \sin^2 \theta_m \sin^2 \varphi_m + 2\pi M^2 \cos^2 \theta_m$$

или

$$U_a = K_u \left(1 - \frac{M_z'^2}{M^2} \right) + K_r \frac{M_y'^2}{M^2} + 2\pi M_z'^2, \quad (4)$$

где K и K_r — константы одноосной и ромбической (описывающей анизотропию в плоскости пленки [5]) компонент анизотропии соответственно, M_z' — проекция \vec{M} на оси стрихованной системы координат.

Угол θ_m отсчитывается от нормали к пленке, φ_m — в плоскости пленки от оси ромбической компоненты анизотропии — оси $\langle 001 \rangle$.

При расчетах пренебрегли кубической анизотропией, величина которой в исследованных пленках была более чем на порядок меньше K_u и K_r и которая, как следует из полученных результатов, не оказывала заметного влияния на исследуемые зависимости. Значения компонент $\left(\overleftrightarrow{N}^3\right)'$ получали путем сопоставления выражений для эффективного поля [6]

$$\overrightarrow{H}_a^3 = - \frac{\partial U_a}{\partial \mathbf{M}} \quad \text{и} \quad \overrightarrow{H}_a^3 = - \overleftrightarrow{N}^3 \overrightarrow{M}$$

Тензор $\left(\overleftrightarrow{N}\right)'$ в штрихованной системе координат будет иметь следующий вид

$$\left(\overleftrightarrow{N}^3\right)' = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{2K_r}{M^2} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{2K_r}{M^2} + 4\pi \end{vmatrix}. \quad (5)$$

Выражения для компонент H в нештрихованной системе находили с помощью формулы преобразования компонент тензора при переходе от одной системы координат к другой [7]

$$N_{kl}^3 = \sum_{r'=1}^3 \sum_{s'=1}^3 \alpha_{kr'} \alpha_{ls'} N_{r's'}^3, \quad (6)$$

где $\alpha_{kr'}$, $\alpha_{ls'}$ — косинусы углов между осями нештрихованной и штрихованной систем координат.

Методика эксперимента

Измерения I и $2\Delta H$ проводили на пленках феррит-гранатов состава $(YBiDyCa)_3(FeSi)_5O_{12}$, выращенных на подложках гадолиний-галлиевого граната, вырезанных в плоскости (110). Ориентацию кристаллографических осей определяли рентгеновским методом. Измерения I и $2\Delta H$ проводили при температуре 293° К на частоте ВЧ поля $\omega/(2\pi) = 9.34$ ГГц. Для регистрации угловых зависимостей использовался специальный держатель, позволяющий производить вращение образца относительно двух ортогональных осей.

На приведенных рисунках показаны угловые зависимости I и $2\Delta H$ для пленки с параметрами: намагниченность насыщения $M = 34$ Гс, параметр затухания Гильберта $\alpha = 0.166$, $\gamma = 1.69 \cdot 10^{-7} \text{ Э}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Значения эффективного поля одноосной

$$H_{Ku} = \frac{2K_u}{M} - 4\pi M,$$

полей ромбической $H_{kr} = (2K_r)/M$ и кубической $H_{k_1} = (2K_1)/M$ компонент анизотропии, а также γ находили по способу, описанному в [3]. Отметим, что при нахождении этих параметров по резонансным полям и их угловым зависимостям возникает неоднозначность в величинах H_{ku} и H_{kr} , которая не влияет на исследуемые характеристики. В частности, реализация существующей в исследованных пленках орторомбической анизотропии возможна наборами значений $H_{ku} = -2140$ Э, $H_{kr} = 3200$ Э и $H_{ku} = 1060$ Э, $H_{kr} = -3200$ Э в зависимости от того, легкая или трудная ось в плоскости пленки принимается в качестве оси ромбической компоненты анизотропии. Поэтому с целью исключения неоднозначности в качестве последней, как и в [4,8], была выбрана ось (в данном случае легкая), ориентированная вдоль направления [001]. Данному условию соответствуют первые из приведенных выше значений H_{ku} , H_{kr} и, следовательно, отрицательное значение K_u и положительное K_r . Отметим также, что нормаль к пленке являлась промежуточной осью.

Результаты исследований и их обсуждение

В работе приведены результаты исследований угловой зависимости для трех вариантов изменения ориентаций \vec{h}_0 и \vec{H} , представляющих, на наш взгляд, наибольший интерес. В первом варианте исследовали зависимость I от ориентации \vec{h}_0 в плоскости пленки (110) при \vec{H} , перпендикулярном этой плоскости.

Матрица направляющих косинусов для этого случая будет иметь вид

$$\overleftarrow{\alpha} = \begin{pmatrix} \cos \varphi_h & \sin \varphi_h & 0 \\ -\sin \varphi_h & \cos \varphi_h & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

а тензор \overleftarrow{N}

$$\overleftarrow{N} = \begin{pmatrix} \frac{2K_r}{M^2} \sin^2 \varphi_h & \frac{2K_r}{M^2} \sin^2 \varphi_h \cos \varphi_h & 0 \\ \frac{2K_r}{M^2} \sin \varphi_h \cos \varphi_h & \frac{2K_r}{M^2} \cos^2 \varphi_h & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{2K_u}{M^2} + 4\pi \end{pmatrix}. \quad (8)$$

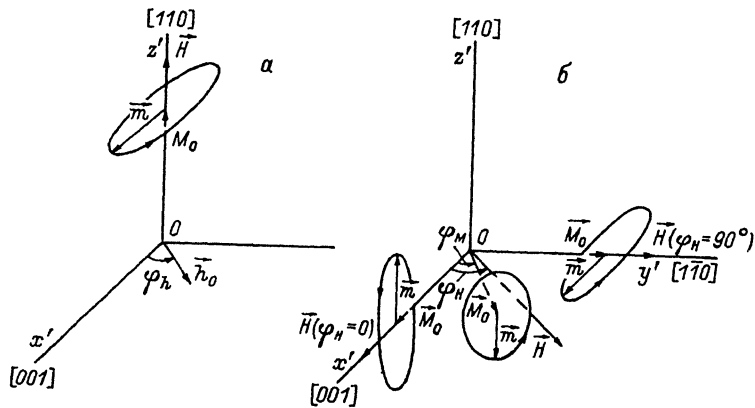


Рис. 1. Прецессия вектора намагниченности.

а — первый вариант наблюдения, б — второй и третий варианты наблюдения при различных φ_h .

В этих выражениях φ_h — угол между \vec{h}_0 и осью ромбической компоненты анизотропии (осью $\langle 001 \rangle$). Для всех других вариантов наблюдения угловых зависимостей I и $2\Delta H$ компоненты тензора \overleftrightarrow{N} определяли аналогичным образом.

Итак, если поле \vec{H} перпендикулярно плоскости пленки с ОРМА, то, как показывает расчет, движение конца вектра \vec{M} происходит по эллиптической траектории, причем большая полуось ЭПН совпадает с легким направлением, малая — с трудным (рис. 1, а). Изменение ориентации \vec{h}_0 в плоскости пленки приводит тем самым к изменению его ориентации относительно осей ЭПН. Зависимость поглощаемой мощности W поля, а следовательно, и интенсивности от угла φ_h будет описываться выражением

$$I(\varphi_h) \sim P = \frac{\omega}{2} \frac{\gamma M (H + H_{ku} + H_{kr} \cdot \cos^2 \varphi_h)}{2\alpha\omega (H + H_{ku} + \frac{1}{2} H_{kr})} h_x^2, \quad (9)$$

т. е. иметь вид $A + B \cos^2 \varphi_h$, где A и B — постоянные. Отметим, что в рассматриваемом случае $h_x = h_0$. Механизм, объясняющий влияние ориентации \vec{h}_0 относительно осей ЭПН на I , описан в [1].

Теоретические и экспериментальные угловые зависимости I от угла φ_h приведены на рис. 2. Видно, что при ориентации вектора \vec{h}_0 вдоль легкого направления в плоскости пленки ($\varphi_h = 0$), т. е. когда он параллелен большой полуоси ЭПН, интенсивность линии поглощения в несколько раз больше, чем при ориентации вдоль трудного направления ($\varphi_h = \pi/2$). Амплитуда относительного изменения $\Delta I/I_{\min}$ прямо связа-

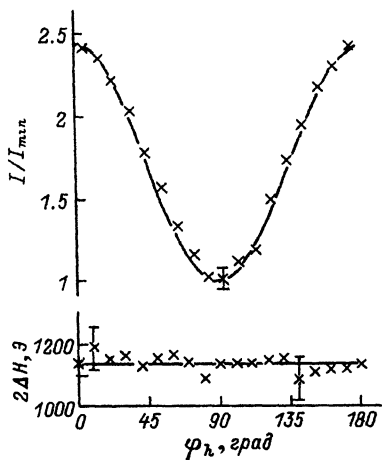


Рис. 2. Зависимость нормированных значений интенсивности I/I_{\min} и ширины линии $2\Delta H$ от угла φ_h между \vec{h}_0 и осью $\langle 001 \rangle$ в плоскости пленки (110).

Сплошная линия — расчет, крестики — эксперимент.

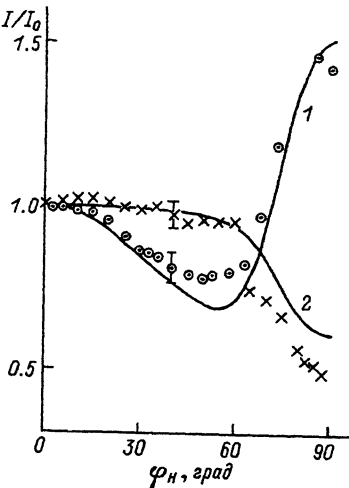


Рис. 3. Зависимость нормированных значений интенсивности от угла φ_h между \vec{H} и осью $\langle 001 \rangle$ в плоскости пленки.

1 — при $\vec{h}_0 \parallel$ плоскости пленки (вариант 2); 2 — при $\vec{h}_0 \perp$ этой плоскости (вариант 3). Линии — расчет, крестики и точки — эксперимент.

на с величиной $|H_{kr}|$. Зависимость $I(\varphi_h)$ можно использовать для определения осей анизотропии, а также при известном знаке K_r кристаллографических осей в плоскости пленки с ориентацией (110), обладающей ОРМА.

Необходимо отметить, что в рассматриваемом варианте ($\vec{H} \perp$ плоскости пленки) $2\Delta H$ не зависит от φ_h . Это следует из результатов анализа и подтверждается экспериментальными данными. Величина изменения $2\Delta H(\varphi_h)$ не превышала относительной погрешности измерений этой величины, составляющей 6 %.

Во втором и третьем вариантах исследовали зависимость I от направления поля \vec{H} в плоскости пленки. При этом во втором варианте \vec{h}_0 оставалось перпендикулярным, а в третьем — параллельным пленке. Одна из особенностей в данных вариантах наблюдения будет заключаться в трансформации ЭПН, происходящей при изменении угла φ_h между \vec{H} и осью ромбической компоненты анизотропии (рис. 1, б). Во втором варианте, при $\varphi_h = 0$, полю \vec{h}_0 параллельна большая полуось ЭПН, при φ_h

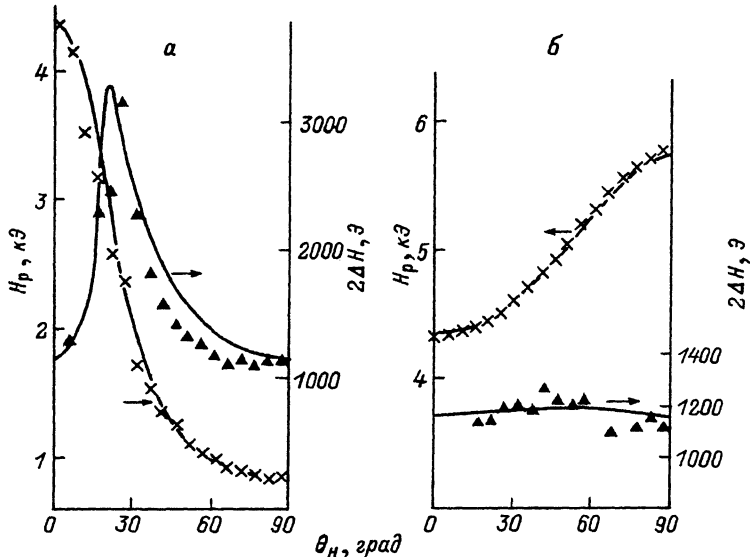


Рис. 4. Зависимость ширины линии $2\Delta H$ и резонансного поля H_p от угла θ_H между \vec{H} и нормалью к плоскости пленки.
 а — θ_H изменяется в плоскости $(1\bar{1}0)$; б — в плоскости (001) . Линии — расчет, точки — эксперимент.

$= 90^\circ$ — малая. В третьем варианте будет происходить обратное. При одном из промежуточных значений φ_H траектория движения конца вектора \vec{M} становится круговой.

Происходящая трансформация ЭПН должна приводить к существенной зависимости I от угла φ_H . Максимумы I должны наблюдаться при значениях φ_H , когда с \vec{h}_0 совпадает большая полуось ЭПН, минимумы — когда малая. Кроме того, в третьем варианте дополнительное влияние на I будет оказывать изменение проекции h_x из-за разориентации векторов \vec{M} и \vec{H} . Эти причины и объясняют качественное различие угловых зависимостей I в двух последних вариантах геометрии наблюдения (рис. 3).

Угловые зависимости ширины линии исследовали также для нескольких вариантов изменения углов θ_H и φ_H . На рис. 4, а, б приведены теоретические и экспериментальные зависимости $2\Delta H$, а также резонансного поля H_p от полярного угла θ_H , который отсчитывался от нормали к пленке и изменялся а) в плоскости $(1\bar{1}0)$, содержащей ось легкого намагничивания; б) в плоскости (001) , содержащей ось трудного намагничивания. Вектор \vec{h}_0 при этом оставался параллельным плоскости пленки. Легко показать, что в этих случаях значение φ_H остается постоянным и равным φ_H , а уширение происходит за счет изменения равновесных значений θ_H .

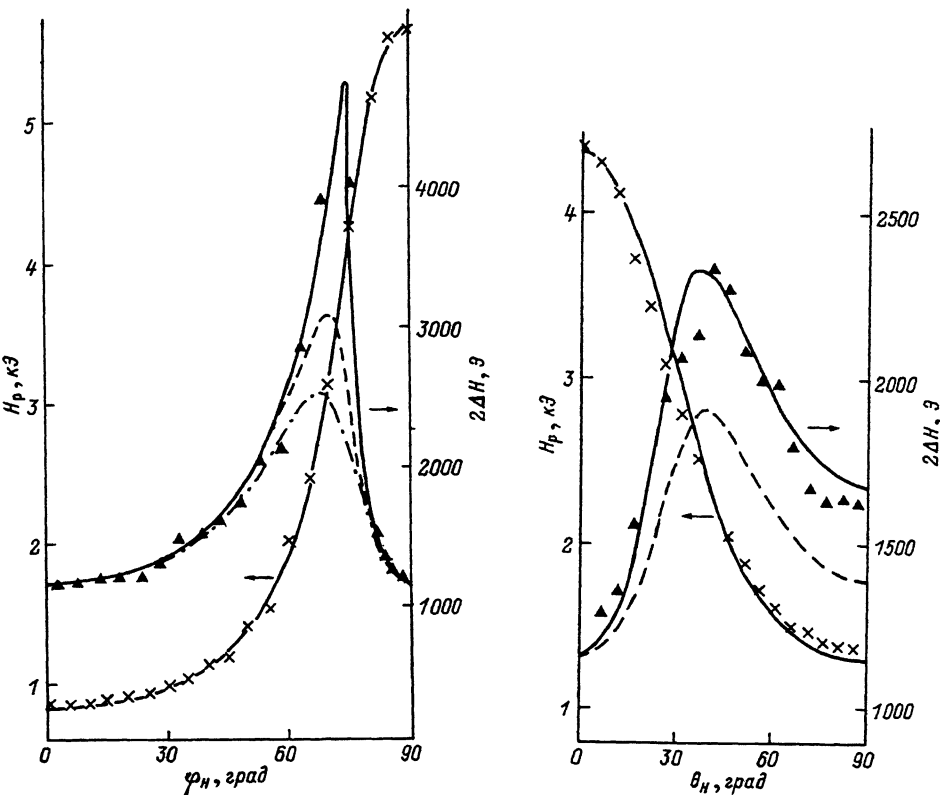


Рис. 5. Зависимость ширины линии и резонансного поля от угла между \vec{H} и осью $\langle 001 \rangle$ в плоскости пленки.

Сплошные линии — расчет, треугольники и крестики — эксперимент при $\vec{h}_0 \perp$ к пленке; штрихпунктир и штриховая линия — расчет $2\Delta H(\varphi_H)$ при $\vec{h}_0 \parallel$ к пленке с учетом и без учета изменения проекции h_x соответственно.

Рис. 6. Зависимость ширины линии и резонансного поля от угла между \vec{H} и нормалью к пленке при $\varphi_H = 45^\circ$.

Сплошные линии — расчет, треугольники и крестики — эксперимент, штриховая — расчет $2\Delta H(\theta_H)$ при $\varphi_H = (\varphi_H)_{рез}$.

Как следует из рис. 4, а, б, зависимости $2\Delta H(\theta_H)$ в одном и другом вариантах заметно различаются между собой. Это различие объясняется существенным различием интервалов и областей изменения $H_p(\theta_H)$ в одном и другом вариантах. В частности, малое изменение $2\Delta H(\theta_H)$ в варианте б связано с существенно меньшим интегралом изменения $H_p(\theta_H)$, а также с тем, что ФМР в этом случае наблюдается при более высоких значениях внешнего магнитного поля. Таким условиям соответствуют меньшая величина разориентации $|\theta_H - \theta_M|$ векторов \vec{M}_0 и \vec{H} , меньшее

изменение этой величины в процессе прохождения резонансных условий и, как следствие, меньшее уширение $2\Delta H$ при промежуточных значениях θ_H . Отметим, что величина разориентации $(\theta_H - \theta_M)$ в вариантах а и б имеет разные знаки.

На рис. 5 приведены теоретические и экспериментальные зависимости $2\Delta H$ и H_p от направления поля H в плоскости пленки при \vec{h}_0 , перпендикулярном этой плоскости.

В данном случае один из механизмов уширения связан с изменением равновесных значений φ_M , происходящим в процессе прохождения резонансных условий. θ_M при этом остается постоянным и равным $\theta_H = 90^\circ$. Как следует из рис. 5, ширина линии при промежуточных значениях φ_H может в несколько раз превышать значение $2\Delta H$ при $\varphi = 0, 90^\circ$, которое равно $2\alpha(\omega/\alpha)$.

При произвольных значениях θ_H и φ_H на ширину линии будут влиять изменения равновесных значений как θ_M , так и φ_M . На рис. 6 приведены теоретические и экспериментальные зависимости $2\Delta H(\theta_H)$ и $H_p(\theta_H)$ при $\varphi_H = 45^\circ$. Штриховой линией обозначена зависимость $2\Delta H$ от θ_H при фиксированном и соответствующем резонансному значению H азимутальном угле φ_M . Видно, что уже одно изменение равновесных значений θ_M приводит к заметному уширению $2\Delta H$. Изменение равновесных значений φ_M приводит к дополнительному уширению.

Нами было исследовано влияние ориентации \vec{h}_0 на ширину линии поглощения. Как показал расчет, при больших ($\alpha \gtrsim 0,05$) значениях параметра затухания это влияние становится существенным (рис. 5). Различие значений $2\Delta H$ для разных ориентаций \vec{h}_0 при промежуточных φ_H связано как с зависимостью χ''_{xx} от ориентации \vec{h}_0 (см. формулы (1), (3)), так и с изменением проекции $h_x = h_0 \cos(\varphi_H - \varphi_M)$ при прохождении резонансных условий, когда поле \vec{h}_0 не перпендикулярно плоскости, в которой лежат векторы \vec{M} и \vec{N} .

Отметим также, что с увеличением α форма линии поглощения начинает все более отличаться от лоренцевой, причем это отличие, обусловленное изменением равновесной ориентации в наибольшей степени, проявляется при промежуточных значениях θ_H и φ_H в пленках с большими относительными значениями $H_{ku}/(\omega/\gamma)$ и $H_{kr}/(\omega/\gamma)$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Зюзин А.М., Ваньков В.Н. // ФТТ. 1990. Т. 32. Вып. 7. С. 2015—2019.
- [2] Зюзин А.М. // ФТТ. 1989. Т. 31. Вып. 7. С. 109—112.
- [3] Makino H., Hidaka Y. // Mat. Res. Bull. 1981. Vol. 16. N 8 P. 957—966.
- [4] Эшенфельдер С. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983. 496 с.

- [5] Балбашов А.М., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г. и др. // Микроэлектроника. 1989. Т. 18. № 3. С. 274—277.
- [6] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [7] Кочин Н.Е. Векторное исчисление и начала тензорного исчисления. М.: Наука, 1965. 426 с.
- [8] Konishi S., Engemann J., Heidmann J., Hibiya T. // Appl. Phys Lett. 1981. Vol. 38. N 6. P. 467—469.

Мордовский университет им. Н.П.Огарева
Саранск

Поступило в Редакцию
14 мая 1991 г.
В окончательной редакции
17 октября 1991 г.