

УДК 537.611.3

© 1990

УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИИ ФМР В АНИЗОТРОПНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

А. М. Зюзин, В. Н. Ваньков

На примере одноосных пленок феррит-гранатов показано, что к числу факторов, влияющих на интенсивность линии ФМР, относятся эллиптическая форма траектории движения конца вектора намагниченности \mathbf{M} , а также разориентация \mathbf{M} и \mathbf{H} . Различная ориентация вектора ВЧ-поля относительно осей эллипса прецессии намагниченности приводит к различию значений интенсивности. Получено удовлетворительное соответствие теоретических и экспериментальных результатов.

Интенсивность линии ФМР I в отличие от таких параметров, как резонансное поле и ширина линии, исследованию которых посвящено большое количество работ, остается пока малоизученной. Так, в [1, 2] проводилось исследование параметров ФМР магнитных пленок, в том числе и интенсивности линии поглощения. Однако влияние ряда факторов на I в этих работах изучено не было.

Целью данной работы являлось теоретическое и экспериментальное исследование угловых зависимостей I на примере монокристаллических пленок феррит-гранатов, ориентированных в плоскости (111).

Известно, что I пропорциональна мощности ВЧ поля P , поглощаемой при резонансе, выражение для которой можно получить на основе анализа основных квадратичных лемм [3]. В случае линейно-поляризованного ВЧ поля \mathbf{h}_0 поглощаемую мощность можно путем выбора соответствующей системы координат и не теряя при этом общности выразить через антиэрмитовую часть лишь одной из поперечных диагональных компонент χ''_{ii} тензора ВЧ магнитной восприимчивости и i -ю проекцию \mathbf{h}_0 . В частности, если намагниченность \mathbf{M} параллельна оси z , а \mathbf{h}_0 лежит в плоскости xz локальной системы координат, то

$$P_{\text{рез}} = (\omega/2) \chi''_{xx \text{ рез}} h_x^2, \quad (1)$$

где ω — круговая частота ВЧ поля.

Таким образом, зависимость I от угла θ_H между внешним квазистатическим магнитным полем \mathbf{H} и нормалью к плоскости пленки будет определяться соответствующими зависимостями $\chi''_{xx \text{ рез}}(\theta_H)$ и $h_x(\theta_H)$.

Теоретический анализ и измерения $I(\theta_H)$ проводили для двух вариантов наблюдения ФМР при взаимно перпендикулярных \mathbf{h}_0 и \mathbf{H} . В первом варианте ориентация \mathbf{H} изменялась от перпендикулярной к параллельной относительно плоскости пленки таким образом, что \mathbf{h}_0 и ось x оставались параллельными этой плоскости. При этом x -компонента ВЧ поля h_x равнялась h_0 . Во втором варианте при изменении ориентации \mathbf{H} от перпендикулярной к параллельной ориентация \mathbf{h}_0 изменялась от параллельной к перпендикулярной, а ось y лежала в плоскости пленки. В этом случае компоненты ВЧ поля в локальной системе координат будут зависеть от разориентации векторов \mathbf{H} и \mathbf{M} и иметь следующие значения:

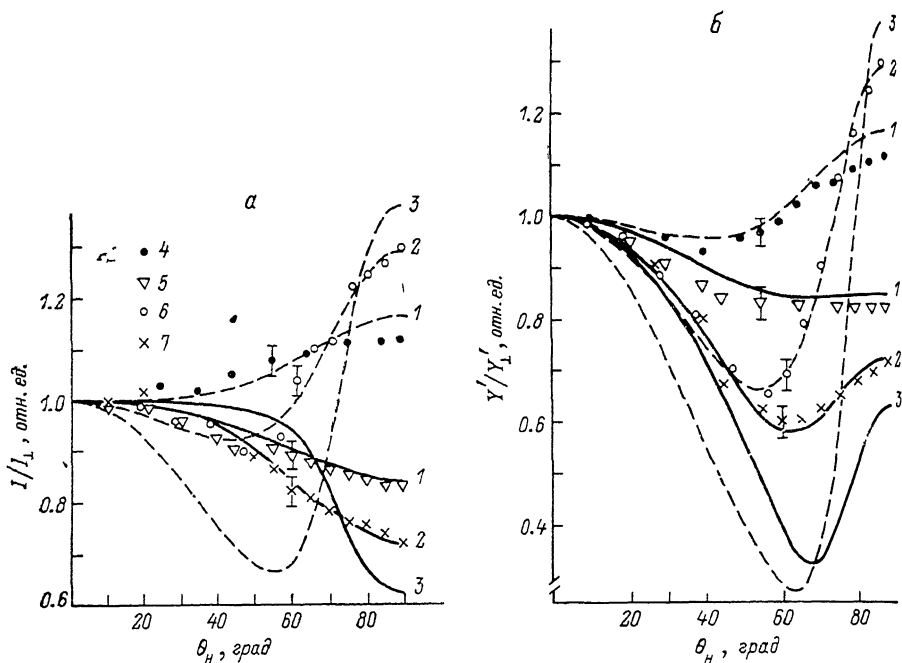
$$h_x = h_0 \cos(\theta_H - \theta_M), \quad h_y = 0, \quad h_z = h_0 \sin(\theta_H - \theta_M). \quad (2)$$

Здесь θ_M — угол между M и осью легкого намагничивания, совпадающей с нормалью к плоскости пленки.

Величину $\chi''_{xx \text{ рез}}(\theta_H)$ рассчитывали по формуле

$$\chi''_{xx \text{ рез}} = \frac{\gamma M (H_i^{\text{эф}} + N_{yy}^{\text{эф}} M)}{2\alpha\omega H_{i0}^{\text{эф}} [1 + (M/2H_{i0}^{\text{эф}})(N_{xx}^{\text{эф}} + N_{yy}^{\text{эф}})]}, \quad (3)$$

которую легко получить, пользуясь результатами, изложенными в [3]. В этой формуле γ — гиромангнитное отношение, $H_{i0}^{\text{эф}}$ — сумма проекций внешнего поля H и эффективного поля анизотропии H_a на направление M (величина $|H_a|$ зависит от направления M [3] и при $\theta_M=0$ равна $2K_u/M$ —



Угловая зависимость нормированных значений интенсивности (а) и амплитуды производной (б).

1—3 — расчет, 4—7 — эксперимент. $H_k^2/(\omega/\gamma)$: 1, 4, 5 — 0.31; 2, 6, 7 — 0.6; 3 — 0.8. Сплошные кривые — первый вариант изменения Θ_H , штриховые — второй.

$-4\pi M = H_k^{\text{эф}}$, где K_u — константа одноосной анизотропии), $N_{ii}^{\text{эф}}$ — компоненты тензора эффективных размагничивающих факторов, α — параметр затухания.

Угол θ_M , который необходим для определения $N_{ii}^{\text{эф}}$ и $H_{i0}^{\text{эф}}$, находили из резонансного соотношения и условия равновесной ориентации M [4]. Угол θ_H отсчитывался в плоскости (112) от оси [111], совпадающей с нормалью к плоскости пленки. В качестве образцов использовались однородные пленки феррит-гранатов. Измерения проводились на частоте 9.34 ГГц. Необходимые для расчета I значения γ и $H_k^{\text{эф}}$ определялись по резонансным полям при перпендикулярной и параллельной ориентациях пленки относительно H [4] с учетом поля кубической анизотропии $H_{k1} = 2K_1/M$, где K_1 — константа кубической анизотропии. Отметим, что в исследованных образцах поле H_{k1} , которое определялось по методике, описанной в [5], было примерно на порядок меньше эффективного поля одноосной анизотропии $H_k^{\text{эф}} = 2K_u/M - 4\pi M$. При расчетах предполагалась изотропность α . Справедливость такого предположения подтверждается результатами проведенных в данной работе экспериментов — для исследованных образцов величина возможной анизотропии α не превышала ошибки

в определении величины этого параметра, составляющей 6 %. При определении α по ширине линии учитывалось влияние механизма уширения, обусловленного изменением равновесной ориентации намагниченности [6].

На рисунке, *a* представлены расчетные и экспериментальные зависимости $I(\theta_H)$ для образцов с различными значениями $H_k^{\text{эф}}/(\omega/\gamma)$. Видно, что с увеличением $H_k^{\text{эф}}/(\omega/\gamma)$ происходит возрастание интервала изменения I . Зависимости $I(\theta_H)$ для различных вариантов геометрии наблюдения существенно различаются между собой. Для объяснения этого различия, кроме влияния разориентации \mathbf{H} и \mathbf{M} во втором варианте, необходимо учесть, что при направлениях \mathbf{M} , не совпадающих с осью анизотропии, прецессия вектора \mathbf{M} совершается по эллиптической траектории. Влияние данного фактора на I можно объяснить следующим образом. Пользуясь результатами общего подхода к изучению колебательных процессов, среднюю мощность, затрачиваемую источником переменной внешней силы, можно представить в виде $P = F_0 \omega A_{\parallel} / 2$ [7, 8], где F_0 — амплитуда силы; ω — частота; A_{\parallel} — амплитуда смещения, параллельного направлению действия силы, но фаза колебаний которого сдвинута на $\pi/2$ относительно фазы этой силы. Подробный анализ показывает, что такой подход в определении P справедлив и в случае ФМР, если в качестве обобщенной внешней силы взять ВЧ поле, а в качестве смещения — соответствующую компоненту переменной намагниченности \mathbf{m} . Таким образом, поскольку P оказывается зависимой от амплитуды колебания \mathbf{m} в направлении поляризации \mathbf{h}_0 , должна существовать зависимость P , а следовательно, и I от ориентации \mathbf{h}_0 относительно осей эллипса прецессии намагниченности (ЭПН). Легко показать, что ориентация осей ЭПН определяется направлением оси анизотропии и \mathbf{H} и не зависит от \mathbf{h}_0 . Отношение полуосей ЭПН можно получить, найдя решение уравнения движения для \mathbf{M} при переменном магнитном поле $\mathbf{h} = \mathbf{h}_0 \cos \omega t$ в виде $m_i = m_{ig} \cos \omega t + m_{in} \sin \omega t$, где m_{ig} — амплитуда части i -компоненты, находящейся в фазе с полем (амплитуда дисперсии); m_{in} — амплитуда части, сдвинутой на $\pi/2$ относительно фазы поля (амплитуда поглощения). Сопоставляя полученные решения с решениями уравнения движения \mathbf{M} в комплексной форме [3], легко показать, что в рассматриваемом случае ($\mathbf{h} \parallel$ оси x) составляющая диагональной компоненты тензора ВЧ восприимчивости χ''_{xx} имеет смысл величины, определяющей амплитуду той части проекции \mathbf{m} на направление поляризации ВЧ поля, фаза колебаний которой сдвинута на $\pi/2$ относительно фазы этого поля. При резонансе амплитуда результирующего колебания \mathbf{m} вдоль оси x будет определяться именно χ''_{xx} , а соответствующая амплитуда вдоль оси y — вещественной частью недиагональной компоненты антиэрмитового тензора χ''_{α} . Как показывает анализ, при постоянной ориентации \mathbf{H} относительно образца изменение \mathbf{h}_0 относительно осей ЭПН приводит к изменению площади последнего, но не изменяет его формы.

Поскольку в большом числе экспериментов сигнал ФМР регистрируют в виде производной от поглощаемой мощности по внешнему магнитному полю dP/dH , представляет интерес изучение угловой зависимости амплитуды этой производной Y' , пропорциональной разности значений dP/dH в точках перегиба первообразной. При нахождении положений точек перегиба, соответствующих нулям второй производной d^2P/dH^2 , а также значений dP/dH в этих точках, кроме выражения (1), использовалось условие равновесной ориентации для \mathbf{M} [4].

Теоретические и экспериментальные результаты показали отсутствие подобия между зависимостями $Y'(\theta_H)$ и $I(\theta_H)$ (см. рисунок, *a*, *б*). Это объясняется тем, что при регистрации производной линии поглощения дополнительным фактором, влияющим на ее амплитуду при промежуточных (между перпендикулярным и параллельным) направлениях \mathbf{H} относительно плоскости пленки, является уширение линии, связанное как с разориентацией \mathbf{H} и \mathbf{M} , так и в определяющей степени с изменением равновесной ориентации намагниченности в процессе прохождения резонансных условий [6].

Выражение для I , соответствующее параллельной ориентации ($\theta_H = 90^\circ$), будет иметь вид: в первом варианте (\mathbf{h}_0 параллельна плоскости пленки)

$$I_1 = K \chi''_{x_T p_{\text{рез } 1}} = K \frac{\gamma M [1 - (H_k^{\text{Ф}} + H_{k1}) / (H_{\parallel} + H_{k1}/2)]}{2\alpha\omega [1 - (H_k^{\text{Ф}} + 3H_{k1}/2) / (2H_{\parallel} + H_{k1})]}, \quad (4)$$

во втором варианте (\mathbf{h}_0 перпендикулярна плоскости пленки)

$$I_2 = K \chi''_{x_T p_{\text{рез } 2}} = K \frac{\gamma M [1 - H_{k1}/2 (H_{\parallel} + H_{k1}/2)]}{2\alpha\omega [1 - (H_k^{\text{Ф}} + 3H_{k1}/2) / (2H_{\parallel} + H_{k1})]}, \quad (5)$$

K — некоторый коэффициент, учитывающий усиление схемы регистрации сигнала ФМР; H_{\parallel} — резонансное поле при параллельной ориентации. Как следует из теоретического анализа и экспериментальных результатов, полученных в данной работе, H_{\parallel} не зависит от направления поляризации \mathbf{h}_0 . Легко также показать, что при $\theta_H = 0$ и 90° Y_i пропорционально I .

Сопоставляя (4) и (5), получим для $H_k^{\text{Ф}} + 0.5H_{k1}$

$$H_k^{\text{Ф}} + 0.5H_{k1} = H_{\parallel} (I_2 - I_1) / I_2. \quad (6)$$

Таким образом, соотношение (6) можно использовать для определения величины $H_k^{\text{Ф}} + 0.5H_{k1}$ или, когда $0.5H_{k1} \ll H_k^{\text{Ф}}$, для оценки $H_k^{\text{Ф}}$ по значениям I и H_{\parallel} , измеренным (в идентичных экспериментальных условиях) при вышеуказанных вариантах ориентаций \mathbf{h}_0 и \mathbf{H} относительно пленки. Данные таблицы, где $(H_k^{\text{Ф}})^*$ определялось с помощью (6), а $H_k^{\text{Ф}}$ и g -фактор — по резонансным полям при параллельной и перпендикулярной ориентациях [4], подтверждают этот вывод. В таблице $\sigma(H_k^{\text{Ф}})^*$ — среднеквадратичное отклонение по результатам пяти измерений. Предложенный метод определения $H_k^{\text{Ф}}$ по I_1 , I_2 и H_{\parallel} может быть использован для пленок с большими значениями $H_k^{\text{Ф}}$ и g -фактора, т. е. в случаях, когда наблюдение ФМР при перпендикулярной ориентации на данной частоте ВЧ поля невозможно. Кроме того, по H_{\parallel} и найденным значениям $H_k^{\text{Ф}}$ можно, используя резонансное соотношение для параллельной ориентации [4], определять величину g -фактора магнитных пленок.

Состав	$(H_k^{\text{Ф}})^*$, э	$H_k^{\text{Ф}}$, э	g	$2\Delta H$, э	$\sigma(H_k^{\text{Ф}})^*$, э
(YSmLuCa) ₃ (FeGe) ₅ O ₁₂	1930	1985	2.0	630	50
(YHoLuBiCa) ₃ (FeSi) ₅ O ₁₂	1529	1517	1.9	750	40
(YBiTm) ₃ (FeGe) ₅ O ₁₂	1160	1120	1.6	240	50
(YSmLuCa) ₃ (FeGe) ₅ O ₁₂	1040	1060	2.0	490	30
(YSmLuCa) ₃ (FeGe) ₅ O ₁₂	749	780	2.0	610	30
(YSmLuCa) ₃ (FeGe) ₅ O ₁₂	420	430	2.0	400	30

Таким образом, в данной работе показано, что: 1) к числу факторов, влияющих на интенсивность линии ФМР в анизотропных магнитных пленках, относятся эллиптическая форма траектории движения конца вектора \mathbf{M} , а также разориентация \mathbf{M} и \mathbf{H} ; 2) на амплитуду производной линии поглощения в отличие от амплитуды первообразной дополнительно влияет уширение линии, связанное с изменением равновесной ориентации \mathbf{M} ; 3) с увеличением $H_k^{\text{Ф}} / (\omega / \gamma)$ влияние всех выше названных факторов возрастает.

В работе также предложен метод измерения $H_k^{\text{Ф}}$ и g -фактора.

Список литературы

- [1] Wilts С. Н., Prasad S. // IEEE Trans. Magn. 1981. V. 17. N 5. P. 2405—2414.
 [2] Курсанов Г. Г., Корнев Ю. В., Семенов Д. И., Сидоренков В. В. // ФММ. 1986. Т. 61. № 4. С. 750—755.

- [3] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [4] Makino H., Hidaka Y. // Mat. Res. Bull. 1981. V. 16. N 8. P. 957—966.
- [5] Зюзин А. М., Зюзин Ал. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 10. С. 3128—3131.
- [6] Зюзин А. М. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 7. С. 109—112.
- [7] Крауфорд Ф. Волны. М.: Наука, 1974. 527 с.
- [8] Пипшард А. Физика колебаний. М.: Высшая школа, 1985. 456 с.

Мордовский государственный университет
им. Н. П. Огарева
Саранск

Поступило в Редакцию
11 декабря 1989 г.

