

Диссипация энергии спиновых волн в многослойных магнитных пленках

© А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов, С.Н. Сабаев, С.С. Кидяев

Мордовский государственный университет,
430000 Саранск, Россия

(Поступила в окончательном виде 23 декабря 1999 г.)

Установлено, что область стоячих спиновых волн, локализованная в слое с большим параметром затухания, является одним из каналов диссипации энергии этих волн. Показано, что уширение линий спин-волновых мод, обусловленное данной областью, возрастает с увеличением номера моды и может во много раз превышать собственную ширину линии слоя с малым параметром затухания. Обнаружена анизотропия ширины линий спин-волновых мод, которая объясняется зависимостью длины пробега спиновых волн в слое с большим параметром затухания от ориентации внешнего магнитного поля относительно пленки. Предложена модель, позволившая получить удовлетворительное соответствие расчетных и экспериментальных результатов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 98-02-03320).

Изучение релаксационных процессов в магнитных спиновых системах является одной из интересных и актуальных задач, что, в частности, связано с проводимыми в последнее время активными исследованиями и перспективами практического использования многослойных магнитных пленочных структур (см., например, [1–4]).

Как следует из результатов теории ферромагнитного резонанса и спиновых волн [5–7], ширина линий $2\Delta H$ спин-волновых (СВ) мод, возбуждаемых в пленке СВЧ-полем постоянной частоты, не зависит от номера моды n . Процессы релаксации в слое возбуждения не приводят к изменению ширины линий СВ-мод с изменением их номера. Однако, как следует из результатов ряда работ [8–12], в эксперименте часто наблюдается зависимость ширины линий СВ-мод от n , причем во всех известных случаях $2\Delta H$ возрастает с увеличением n .

В работе [8], где изучался спин-волновой резонанс (СВР) в аморфных и поликристаллических пленках, на зависимостях $2\Delta H$ от n было установлено наличие характерного излома, положение которого авторы связывают с корреляционным радиусом флуктуаций магнитных параметров. К сожалению, как в [8], так и в других работах не проводился учет влияния на $2\Delta H$ механизма диссипации энергии спиновых волн, связанного с наличием слоев с большим параметром затухания в многослойных пленочных структурах.

Цель настоящей работы — исследование влияния данного механизма на эффективный параметр затухания и ширину линий спин-волновых мод.

1. Эксперимент

Измерения параметров спектров СВР проводились на двух- и трехслойных монокристаллических пленках ферритов-гранатов с различной толщиной h , значением параметра затухания Гильберта α и намагниченности $4\pi M$ в слоях. Пленки получали методом жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111) путем последовательного погружения в различные растворы в расплаве. Пленки имели следующую структуру. Нижний, ближний к подложке, слой (слой закрепления) обладал большим параметром затухания $\alpha \geq 0.12$ ($\alpha = \Delta H\gamma/\omega$, где ΔH — полуширина линии поглощения, γ — гиромагнитное отношение, ω — круговая частота СВЧ-поля). Следующий слой (слой возбуждения) обладал малым ($\alpha \leq 0.003$) значением параметра затухания. Трехслойные пленки отличались от двухслойных наличием еще одного (верхнего) слоя с большим значением α .

Для измерений и контроля параметров на чистых подложках были выращены однослойные аналоги каждого из слоев двух- и трехслойных пленок. Толщину слоев

Параметры многослойных пленок

№ образца	№ слоя	Состав	h , μm	γ , $10^7 \cdot \text{Oe}^{-1}\text{s}^{-1}$	α	$4\pi M$, Gs	H_k^{eff} , Oe
1	1*	$\text{Y}_{2.98}\text{Sm}_{0.02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	1.08	1.76	0.003	1740	-1715
	2*	$(\text{LaEr})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	1.2	1.66	0.84	450	-78
2	1*	$\text{Y}_3\text{Fe}_{4.97}\text{Ge}_{0.03}\text{O}_{12}$	0.36	1.76	0.0009	1680	-1620
	2*	$(\text{YSmCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$	2.0	1.74	0.12	560	980

Примечание. 1* — слой возбуждения гармонических СВ-мод, 2* — слой закрепления.

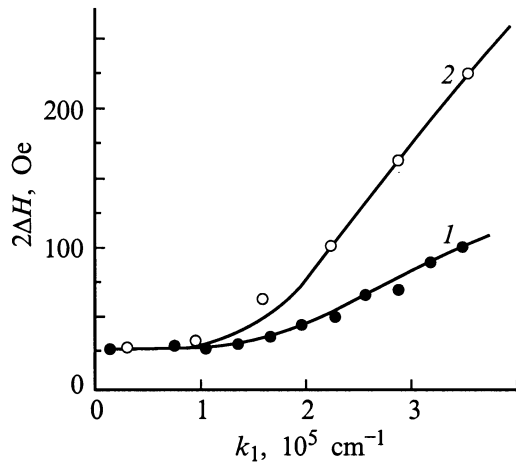


Рис. 1. Зависимости ширины линий спин-волновых мод $2\Delta H$ от значений волнового числа k_1 для образца № 1 при толщине слоя возбуждения h_1 , μm : 1 — 1.08, 2 — 0.4. Точки — эксперимент, линии — расчет для значения $\beta = 5.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

определяли по толщине однослойных аналогов, измеренной интерференционным методом, а также определяли по времени полного стравливания. Параметры пленок приведены в таблице. Толщина слоя закрепления во всех образцах составляла от 1 до $2 \mu\text{m}$, что, как показывают расчет и экспериментальные результаты [13], значительно превышает длину пробега (глубину проникновения) спиновых волн в этом слое. Регистрацию спектров СВР проводили при комнатной температуре на частоте СВЧ-поля, равной $9.34 \cdot 10^9 \text{ Hz}$. Магнитное поле измеряли с помощью ЯМР-магнитометра. Для удобства интерпретации кривые на рисунках построены в виде зависимостей ширины линий СВ-мод не от их номера n , а от значений волнового числа k_1 , которые были близки к $(n + 1/2)\pi/h_1$ для двухслойной пленки и к $(2n + 1)\pi/h_1$ для трехслойной [14]. Здесь $n = 0, 1, 2, \dots$, а h_1 — толщина слоя возбуждения.

Заметим, что в образце № 1 доминирующим являлся диссипативный механизм закрепления спинов [15]. Такой механизм закрепления возникает в многослойных пленках с сильно различающимися значениями параметра затухания в слоях. Наличие обменной связи между слоями, а также то обстоятельство, что даже в условиях однородного резонанса угол прецессии вектора намагниченности \mathbf{M} в слое с большим параметром затухания α_2 в (α_2/α_1) раз меньше, чем в слое с малым параметром затухания α_1 , приводит при возбуждении переменной намагниченности к возникновению узла стоячей спиновой волны на границе раздела слоев или вблизи нее. Одно из качественных отличий диссипативного механизма закрепления спинов от динамического заключается в независимости его действия от ориентации внешнего магнитного поля \mathbf{H} относительно пленки, что связано с изотропностью параметра затухания α . Как свидетельствуют литературные данные и следует

из результатов наших экспериментов, возможная анизотропия α в пленках ферритов-гранатов не превышает погрешности измерений этого параметра, составляющей 6%. При любой ориентации \mathbf{H} область возбуждения стоячих гармонических спиновых волн локализована в слое с малым α . Поэтому при диссипативном механизме закрепления спинов спектр СВР является практически изотропным. Заметим, что дополнительное влияние на закрепление спинов оказывают дисперсивные или реактивные (упругие) свойства слоя с большим значением α .

Проведенные эксперименты позволили установить следующее. В двухслойных пленках с сильно различающимися значениями α в слоях (образец № 1) происходит ярко выраженное возрастание ширины линий СВ-мод с увеличением волнового числа k_1 (кривая 1 на рис. 1).

При уменьшении толщины слоя возбуждения стоячих гармонических спиновых волн зависимость $2\Delta H$ от k_1 становится все более резкой (кривая 2 на рис. 1). Наличие слоев закрепления с обеих сторон слоя возбуждения (трехслойная пленка) приводило к усилению зависимости $2\Delta H$ от k_1 . При одинаковых k_1 величина уширения линий СВ-мод (разность между шириной линии n -й СВ-моды и значением $2\alpha_1\omega/\gamma_1$) в трехслойной пленке примерно в 2 раза превышала величину уширения в двухслойной.

Один из интересных результатов заключался в обнаруженной анизотропии ширины линий СВ-мод. Если в образцах, подобных № 1, с доминирующим диссипативным механизмом закрепления спинов зависимости $2\Delta H(k_1)$ при перпендикулярной и параллельной ориентациях \mathbf{H} относительно пленки в пределах погрешности измерений $2\Delta H$ (6%) совпадали между собой, то при

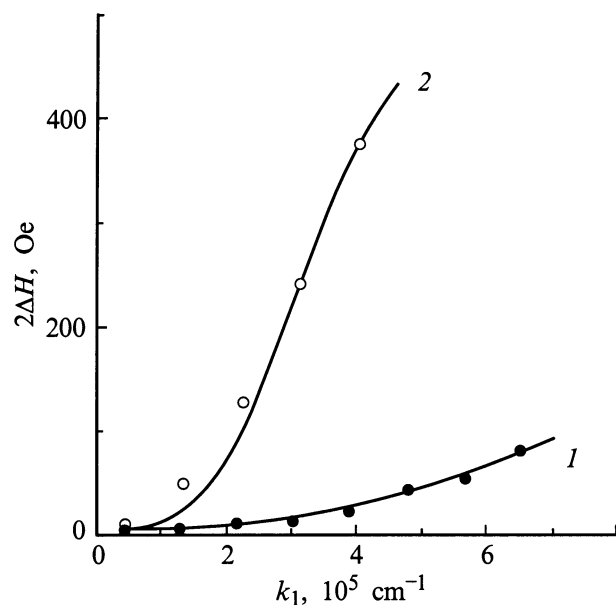


Рис. 2. Зависимости $2\Delta H$ от k_1 для образца № 2: 1 — перпендикулярная, 2 — параллельная ориентации. Точки — эксперимент, линии — расчет для значений β , cm^{-2} : 1 — $4 \cdot 10^{11}$, 2 — $1.8 \cdot 10^{11}$.

уменьшении действия данного механизма они начинали существенно различаться. Это иллюстрирует рис. 2, где показаны зависимости $2\Delta H(k_1)$ для образца № 2.

2. Ширина линий спин-волновых мод

Для объяснения полученных зависимостей $2\Delta H(k_1)$ был проведен анализ влияния области затухания стоячих спиновых волн в слое закрепления на ширину линий СВ-мод. Можно показать, что как при диссипативном, так и при динамическом механизме закрепления спинов глубина проникновения l спиновой волны в слой закрепления зависит от волнового числа k_1 ее гармонической пространственной части, локализованной в слое возбуждения. Это видно из рис. 3, где приведены зависимости действительной k'_2 и мнимой $k''_2 = 1/l$ частей волнового числа в слое закрепления, а также волнового числа k_1 в слое возбуждения от H . Значения k'_2 и k''_2 находились с помощью уравнения, следующего из комплексного дисперсионного соотношения [16]. Для перпендикулярной ориентации \mathbf{H} относительно пленки это уравнение имеет вид

$$\frac{\omega}{\gamma_2} = H + H_2^{\text{eff}} + \frac{2A_2}{M_2} (k_2'^2 - k_2''^2), \quad (1)$$

где H_2^{eff} — эффективное поле одноосной анизотропии, а A_2 — константа обмена во втором слое.

В (1) k'_2 и k''_2 связаны между собой как [16]

$$k_2'' = \frac{\alpha_2 \omega M_2}{4A_2 \gamma_2} \frac{1}{k_2'} = \frac{\beta'}{k_2'}, \quad (2)$$

где $\beta' = \alpha_2 \omega M_2 / 4A_2 \gamma_2$. Из рис. 3 следует, что с уменьшением H k_1 и k'_2 возрастают, а $k''_2 = 1/l$ — убывает. Таким образом, с возрастанием k_1 происходит увеличение l . Необходимо заметить, что изменение конфигурации спиновой волны с изменением n может происходить и в тонких поверхностных слоях, если предположить, что закрепление связано с поверхностной анизотропией и пренебречь толщиной поверхностного слоя. При любом механизме закрепления стоячую спиновую волну можно рассматривать состоящей из двух обменно-связанных частей: гармонической, локализованной в слое возбуждения, и части, затухающей в слое закрепления.

Интересующую нас релаксационную характеристику — ширину линий спин-волновых мод $2\Delta H_n$ можно выразить как

$$2\Delta H_n = 2\alpha_n^{\text{eff}} \omega / \gamma_n^{\text{eff}}, \quad (3)$$

где α_n^{eff} — некоторый эффективный параметр затухания, зависящий от значений α , $4\pi M$ и γ каждого из слоев, а также конфигурации СВ-моды, γ_n^{eff} — эффективное значение гиромагнитного отношения n -й моды.

Расчет α_n^{eff} проводился следующим образом. Известно, что в качестве характеристики затухания в колебательных системах можно использовать величину, называемую добротностью $Q = W/P$ и имеющую смысл отношения энергии системы W к энергии P , рассеиваемой за

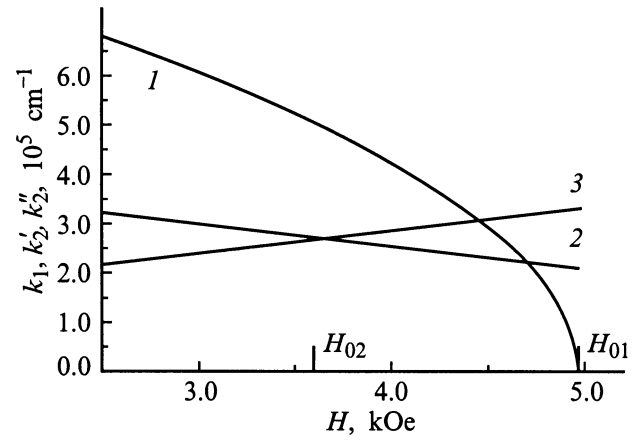


Рис. 3. Зависимости волновых чисел в слоях от H (образец № 1) при перпендикулярной ориентации \mathbf{H} относительно пленки: 1 — k_1 , 2 — k'_2 , 3 — k''_2 . H_{01} и H_{02} — поля однородного резонанса для соответствующих слоев.

период колебаний. Можно показать [16], что добротность магнитной спиновой системы Q связана с параметром затухания Гильберта α соотношением $Q = 1/2\alpha$. Следовательно, P можно выразить через α и W .

Рассмотрим магнитную пленку, состоящую из двух слоев с разными α . Пусть слой с малым α (α_1) является слоем возбуждения СВ-мод, слой с большим α (α_2) — слоем закрепления. Энергию стоячей спиновой волны, возбуждаемой в такой пленке, можно в соответствии с вышесказанным представить в виде суммы энергий гармонической части, локализованной в слое возбуждения, и части, затухающей в слое закрепления: $W = W_1 + W_2$. Соответственно энергию, рассеиваемую за период колебаний, представим в виде $P = P_1 + P_2$ или

$$P = 2(\alpha_1 W_1 + \alpha_2 W_2). \quad (4)$$

С другой стороны, P можно выразить как

$$P = 2\alpha^{\text{eff}} W, \quad (5)$$

где $W = W_1 + W_2$. Таким образом, из (4) и (5) получим

$$\alpha^{\text{eff}} = \frac{\alpha_1 W_1 + \alpha_2 W_2}{W_1 + W_2}. \quad (6)$$

Для удобства под энергией W_i будем далее понимать энергию, приходящуюся на единицу площади пленки. Величину W_i можно записать как

$$W_i = \int_{z_1}^{z_2} U_i(z) dz, \quad (7)$$

где U_i — объемная плотность энергии спиновых колебаний, которая включает в себя энергию неоднородного обменного взаимодействия U' , а также сумму зеемановской энергии, энергии размагничивающего поля

и анизотропии — U'' [16]. Для перпендикулярной ориентации \mathbf{H} относительно одноосной пленки, когда поляризация спиновых волн является круговой, имеем

$$U' = \frac{A}{M^2} k^2 m^2, \quad U'' = \frac{1}{2M} (H + H^{\text{eff}}) m^2$$

или

$$U = \frac{1}{2M} \left(H + H^{\text{eff}} + \frac{2A}{M} k^2 \right) m^2 = \frac{1}{2M} \frac{\omega_0}{\gamma} m^2, \quad (8)$$

где

$$\omega_0 = \gamma \left(H_0 + H^{\text{eff}} + \frac{2A}{M} k^2 \right).$$

При резонансе n -й СВ-моды величина ω_0 равна ω , т.е. частоте СВЧ-поля. Таким образом, получим, что

$$U_i = \frac{1}{2M} \frac{\omega}{\gamma_i} m_i^2. \quad (9)$$

Несложно получить выражение для U и в случае, если прецессия является эллиптической, что имеет место, например, при параллельной ориентации \mathbf{H} относительно одноосной пленки.

С учетом (7) и (9) выражение (6) для α_n^{eff} примет следующий вид:

$$\alpha_n^{\text{eff}} = \frac{\frac{\alpha_1}{\gamma_1 M_1} \int_0^{h_1} m_{1n}^2 dz + \frac{\alpha_2}{\gamma_2 M_2} \int_{h_1}^{h_1+h_2} m_{2n}^2 dz}{\frac{1}{\gamma_1 M_1} \int_0^{h_1} m_{1n}^2 dz + \frac{1}{\gamma_2 M_2} \int_{h_1}^{h_1+h_2} m_{2n}^2 dz}, \quad (10)$$

где h_1 и h_2 — толщины соответствующих слоев.

Для стоячей спиновой волны, возбуждаемой в двух-слойной пленке, распределение m в слоях возбуждения и закрепления соответственно можно записать как

$$m_{1n}(z) = B_n \cos k_1 z,$$

$$m_{2n}(z) = C_n \exp \left[-i(k_2' - ik_2'')(z - h_1) \right], \quad (11)$$

где B_n и C_n — постоянные, $z = 0$ соответствует свободной границе слоя возбуждения.

Необходимо заметить, что использование при расчете $2\Delta H(k_1)$ значений k_2'' , полученных с помощью (1) и (2) (рис. 3), не позволяло получить удовлетворительного количественного соответствия с экспериментальными результатами. Одна из причин этого несоответствия может быть связана с тем, что при возбуждении пространственно затухающей спиновой волны в слое с большим α спиновыми колебаниями, локализованными в слое с малым α , ее конфигурация определяется не только параметрами среды ($\alpha_2, A_2, M_2, H_2^{\text{eff}}$) и значением H , но в значительной степени и волновым числом k_1 гармонической части спиновой волны, возбуждаемой СВЧ-полем в слое с малым α . Удовлетворительное соответствие расчетных зависимостей $2\Delta H(k_1)$ с экспериментальными удалось

получить, когда предполагалось, что глубина проникновения спиновой волны в слой закрепления линейно возрастает с k_1 , т.е. когда k_2'' принимается равным

$$k_2'' = \beta/k_1, \quad (12)$$

где β — некоторая постоянная. Значение β , при котором наблюдалось наилучшее согласие экспериментальных и расчетных зависимостей $2\Delta H(k_1)$, было близко к значению величины $\beta' = \alpha_2 \omega M_2 / 4A_2 \gamma_2$, которая фигурирует в выражении (2), определяющем k_2'' через k_2' ($k_2'' = \beta'/k_2'$). Например, для образца № 1: $\beta = 5.5 \cdot 10^{10}$, $\beta' = 7.2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

При доминирующем действии диссипативного механизма закрепления величиной k_2' при расчете $2\Delta H_n$ пренебрегалось. Набор возможных волновых чисел и соотношений между B_n и C_n можно определить, пользуясь граничными условиями [14],

$$\frac{m_1}{M_1} = \frac{m_2}{M_2}, \quad \frac{A_1}{M_1} \frac{dm_1}{dz} = \frac{A_2}{M_2} \frac{dm_2}{dz} \quad (13)$$

и выражениями (11). Получим

$$\text{tg}(k_1 h_1) = p/k_1, \quad (14)$$

$$C_n = \frac{M_2}{M_1} B_n \cos k_1 h_1. \quad (15)$$

Здесь $p = A_2 k_2'' / A_1 = A_2 \beta / A_1 k_1$ — параметр, определяющий степень закрепления спинов, который обратно пропорционален глубине проникновения спиновой волны в слой закрепления. При диссипативном механизме закрепления спинов p будет в основном определяться значениями $\alpha_2, A_2, 4\pi M_2$, а также k_1 . Заметим, что если γ в слоях различаются, то стоячую спиновую волну необходимо описывать эффективным значением γ^{eff} , которое, так же как и α^{eff} , будет зависеть от номера моды. Можно показать, что для рассматриваемой спиновой волны

$$\gamma_n^{\text{eff}} = \frac{\frac{1}{M_1} \int_0^{h_1} m_{1n}^2 dz + \frac{1}{M_2} \int_{h_1}^{h_1+h_2} m_{2n}^2 dz}{\frac{1}{\gamma_1 M_1} \int_0^{h_1} m_{1n}^2 dz + \frac{1}{\gamma_2 M_2} \int_{h_1}^{h_1+h_2} m_{2n}^2 dz}. \quad (16)$$

3. Обсуждение результатов

Результаты расчета зависимостей $2\Delta H(k_1)$ с помощью формул (3), (10) приведены на рис. 1 и 2. Видно, что имеет место достаточно хорошее соответствие экспериментальных и расчетных данных. Как следует из рис. 1, с увеличением волнового числа (или номера моды, поскольку $k_1 \sim n$) ширина линии возрастает. Это связано с увеличением относительного влияния области затухания на $2\Delta H_n$. Нормированное к B_n значение первого интеграла в числителе выражения (10) мало изменяется с n , значение же второго возрастает. И если

$\alpha_2 \gg \alpha_1$, то влияние второго слагаемого на α^{eff} становится весьма существенным. Из рис. 1 (кривая 2) также видно, что с уменьшением толщины слоя возбуждения происходит усиление относительного влияния области затухания на ширину линий спин-волновых мод. Учет при расчете $2\Delta H(k_1)$ наличия двух областей затухания в трехслойной пленке, для которой граничные условия являются симметричными, приводит к удвоению величины уширения. В эксперименте это наблюдалось во всех исследованных трехслойных образцах.

На рис. 2 приведены расчетные и экспериментальные зависимости $2\Delta H(k_1)$ для образца № 2, в котором действия динамического и диссипативного механизмов закрепления являются сопоставимыми. Ярко выраженная анизотропия ширины линий СВ-мод в образце № 2 обусловлена тем, что глубина проникновения спиновой волны l в слой закрепления сильно зависит от ориентации \mathbf{H} относительно пленки. При перпендикулярной ориентации в интервале полей наблюдаемого спектра СВР ($H > H_{02}$) слой закрепления является для спиновых волн реактивной (упругой) средой. При этом k_2'' значительно превышает k_2' и достигает больших значений. Это связано с большим ($H_{01} - H_{02} = 2330$) различием полей однородного резонанса в слоях, что обуславливает весьма эффективное действие динамического механизма закрепления и приводит к сильному уменьшению глубины проникновения l . Переменная компонента намагниченности в слое закрепления резко убывает с расстоянием от границы раздела слоев. Тем самым уменьшается переменный магнитный момент области затухания, а следовательно, и энергия, рассеиваемая этой областью. Уменьшение l при перпендикулярной ориентации обуславливает и усиление степени закрепления спинов. Об этом свидетельствует большое число мод, наблюдаемых в этом случае.

При параллельной ориентации наблюдаемый спектр СВР лежит в полях, меньших H_{02} , и, следовательно, $k_2'' < k_2'$. Поэтому слой закрепления является для спиновых волн дисперсивной (прозрачной) средой. В этом случае спиновые волны являются экспоненциально убывающими, гармоническими. Глубина проникновения l , определяемая лишь диссипацией, существенно больше, чем при перпендикулярной ориентации, что и приводит к большему переменному магнитному моменту области затухания и, как следствие, к большей ширине линий СВ-мод. Приведенные выше факторы учитывались при расчете $2\Delta H(k_1)$ для образца № 2 путем задания соответствующих значений β .

Таким образом, в настоящей работе установлено, что область затухания спиновых волн в слое закрепления является одним из каналов диссипации их энергии.

Уширение линий спин-волновых мод, обусловленных областью затухания, возрастает с увеличением номера моды и может во много раз превышать собственную ширину линии слоя возбуждения.

Обнаруженная анизотропия ширины линий спин-волновых мод связана с зависимостью глубины проникновения спиновых волн в слое закрепления от ориентации внешнего магнитного поля относительно пленки.

Список литературы

- [1] B. Hillebrands. Phys. Rev. **V1**, 1, 530 (1990).
- [2] Kh. Phashaev, D.L. Mills. Phys. Rev. **B43**, 1, 1187 (1991).
- [3] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, М.Л. Кац, Ю.А. Филимонов. ФТТ **35**, 5, 1190 (1993).
- [4] Ю.И. Горобец, А.Н. Кучко, С.А. Решетняк. ФТТ **38**, 2, 575 (1996).
- [5] Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. Физические свойства и применение магнитных пленок. Наука, Новосибирск (1975). 224 с.
- [6] P. Lubitz, S.M. Bhagat, G.C. Bailey, C. Vittoria. Phys. Rev. **B11**, 6, 3585 (1975).
- [7] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
- [8] Р.С. Исхаков, А.С. Чеканов, Л.А. Чеканова. ФТТ **30**, 4, 970 (1988).
- [9] P.E. Wigen. Phys. Rev. **133**, 6A, A1557 (1964).
- [10] T.G. Phillips, H.M. Rosenberg. Phys. Lett. **8**, 5, 298 (1964).
- [11] G. Suran, R.J. Gambino. J. Appl. Phys. **50**, 11, 7671 (1979).
- [12] А.М. Зюзин, В.В. Рандошкин, Р.В. Телеснин, А.В. Антонов, М.Ю. Гусев, Ю.В. Старостин. Письма в ЖТФ **8**, 14, 844 (1982).
- [13] А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов. ЖЭТФ **111**, 5, 1667 (1997).
- [14] V. Hoekstra, R.P. van Staple, J.M. Robertson. J. Appl. Phys. **48**, 1, 382 (1977).
- [15] А.М. Зюзин, Н.Н. Куделькин, В.В. Рандошкин, Р.В. Телеснин. Письма в ЖТФ **9**, 3, 177 (1983).
- [16] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973). 592 с.