

УДК 539.216.2:537.622.6

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ФЕРРОШПИНЕЛЕЙ НА ИХ ВОЛНОВЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ

© 2019 г. Ю. В. Великанова^{1, *}, Е. А. Косарева¹, Л. А. Митлина¹, Н. В. Мелешко¹

¹Самарский государственный технический университет, Молодогвардейская, 244, Самара, 443100 Россия

*e-mail: juliavl@mail.ru

Поступила в редакцию 03.05.2018 г.

После доработки 21.04.2019 г.

Принята к публикации 06.06.2019 г.

Исследованы магнитные параметры в монокристаллических пленках марганцевых феррошпинелей с различными химическим составом и степенью дефектности структуры. Получены данные о влиянии распределения дислокаций на частотную зависимость ширины линии ферромагнитного резонанса (ФМР) в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ). Показано, что линии поглощения электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) при перпендикулярной ориентации магнитного поля относительно плоскости пленки соответствуют ферромагнитным и спин-волновым резонансам (СВР). СВР обусловлен наноструктурной неоднородностью поверхности. При касательном намагничивании в спектре ЭПР формируется единый для структуры спектр дипольно-обменных колебаний. Определены параметры дипольных и обменных мод.

Ключевые слова: пленки феррошпинелей, неоднородность структуры, параметры ФМР, магнито-статические и обменные волны

DOI: 10.1134/S0002337X19120133

ВВЕДЕНИЕ

Развитие новых технологий в магнитной микроэлектронике связано с переходом к микро и наноразмерным элементам, а также к новым принципам обработки информации, основанным на квантовых явлениях [1–3]. Это делает актуальным исследование пространственно-временных характеристик спин-волновых возбуждений в ферритовых пленках в диапазоне сверхвысоких (СВЧ) частот [4].

Монокристаллические пленки феррошпинелей представляют интерес в качестве волноведущих структур для СВЧ-устройств на спиновых волнах [5–8]. Применение магнитостатических и спиновых волн в эпитаксиальных пленках железоиттриевого граната (ЖИГ) с рекордно низкими линиями ферромагнитного резонанса (ФМР) открыло возможности создания миниатюрных СВЧ-устройств аналоговой обработки радиосигналов, которые были востребованы в радиоэлектронике и связи. Согласно экспериментам [5, 9], дисперсионные свойства магнитостатических волн (МСВ) и эффективность их возбуждения в монокристаллических пленках феррошпинелей ($4\pi M_s \sim 3000\text{--}5000$ Гс) и пленках ЖИГ ($4\pi M_s \sim 1750$ Гс) одинаковы. Однако с точки зрения применения в устройствах СВЧ пленки ферро-

шпинелей имеют следующие преимущества: более высокие частоты достигаются при тех же полях подмагничивания; полоса частот, в которой могут быть возбуждены спиновые волны, шире примерно в 7 раз.

В работе [9] рассмотрено влияние наноструктурной неоднородности поверхности на амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) МСВ в пленках феррошпинелей. АЧХ получены на лабораторном макете линии задержки. Общим наблюдаемым эффектом в АЧХ пленок, полученных при различных технологических условиях, являются “осцилляции прохождения” магнитостатических волн в зависимости от частоты. Картины осцилляций зависят от параметров неоднородного обмена и величины констант поверхностной анизотропии. Неустойчивость волн характеризуется резонансным взаимодействием дипольных МСВ с обменными поверхностными спиновыми волнами.

Известно [10], что важную информацию о физических свойствах пленок и о протекающих в них спин-волновых процессах дает исследование магнитных резонансов в насыщенных пленках феррошпинелей. Поэтому интересной задачей, на наш взгляд, является установление определенной связи между неоднородностью пленки, обу-

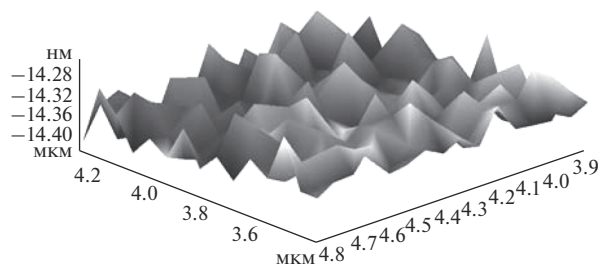


Рис. 1. Рельеф АСМ участка поверхности пленок феррошпинелей состава $Mn_{1.22}Fe_{1.78}O_4$.

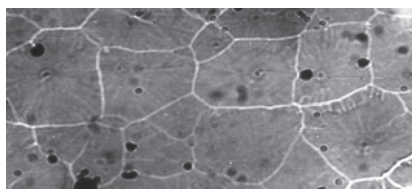


Рис. 2. Блочная структура пленки марганцевого феррита (скорость роста $v_p = 0.04$ мкм/с); $\times 150$.

словленной технологией синтеза, и спектрами ФМР, МСВ и спин-волнового резонанса (СВР).

Цель данной работы – оценить влияние неоднородностей структуры на характеристики спин-волновых процессов в пленках феррошпинелей различного химического состава.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для исследования были выбраны пленки марганцевых и магний-марганцевых феррошпинелей толщиной 20–30 мкм, выращенные методом химических транспортных реакций на естественных сколах (001) плоскости оксида магния.

По данным микроструктурного и рентгенографического анализов, синтезированные образцы однофазны и имеют структуру феррошпинели. Ориентация (001) [100] феррита параллельно (001) [100] подложки. Химический состав пленок $Mn_xFe_{3-x}O_4$, полученных при температуре синтеза $T_c \sim 1300$ – 1370 К, соответствует $x = 1.22$, постоянная решетки ~ 8.521 – 8.538 Å; при $T_c \sim 1100$ – 1200 К $x = 1.23$, постоянная решетки ~ 8.522 – 8.540 Å [11].

Исследование морфологии поверхности проводилось оптическим методом с использованием микроскопа МБИ-6 и методом сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ). Поверхностные скульптуры пленок феррошпинелей (рис. 1), полученные методом СЗМ [12], свидетельствуют о том, что на плоской закристаллизовавшейся поверхности растут “пирамиды” кристаллического

вещества радиусом 30–40 нм. Глубина поверхностного слоя составляет 100–160 нм.

При исследовании поверхности пленок феррошпинелей оптическим методом обнаружены блоки (рис. 2). Размеры блоков 10^{-1} – 10^{-2} см, форма и площадь границ зависят от химического состава, толщины образца, технологических условий синтеза.

В пленках феррошпинелей релаксация напряжений происходит в основном за счет краевых дислокаций системы $\{110\} \langle 110 \rangle$ [11]. Добавочная полуплоскость в такой системе оканчивается отрицательным зарядом и дефект имеет донорный характер. Линейная плотность заряда в краевых дислокациях пленок марганцевых ферритов составляет $(6.2$ – $6.6) \times 10^{-14}$ Кл/см [13]. Дислокационная структура пленок выявлялась методом избирательного химического травления в кипящем растворе $HCl : H_2O = 1 : 1$.

В кристаллах с ковалентными связями (оцененная из измерений микротвердости степень ковалентности пленок феррошпинелей 40–41%) в ядре дислокаций существует цепочка атомов с разорванными связями [14]. Для чисто краевой дислокации расстояние между неспаренными связями [15] $c \approx 0.866 b$, где b – вектор Бюргерса. Для пленок марганцевого феррита $c \sim 5.2 \times 10^{-8}$ см, что определяет также размер примесного облака возле дислокации.

Методом микроиндентирования [11] обнаружено, что поведение механических свойств поверхностного слоя отличается от свойств в объеме материала. Микротвердость определялась при помощи прибора ПМТ-3М. Микротвердость, глубина разупрочненного поверхностного слоя (h_p) зависят от химического состава, размера блоков, типа дислокационной структуры. Глубина разупрочненного слоя определялась по излому зависимости микротвердости от глубины внедрения индентора.

В частности, для пленок исходного химического состава $Mn_xFe_{3-x}O_4$ $h_p \sim 1.6$ – 2.5 мкм, а для $Mg_{0.25}Mn_{0.75}Fe_2O_4$ $h_p \sim 1.2$ – 1.5 мкм.

Для определения намагниченности насыщения (M_s) использовался магнетометр, констант кристаллографической (K_1) и одноосной магнитной анизотропии (K_u) – метод вращательных моментов, полей анизотропии (H_a) и параметров диссипации (α) – метод ФМР, микроволновых параметров – метод ЭПР с помощью радиоспектрометра ЭП-2. ФМР пленок феррошпинелей измеряли в 3-сантиметровом диапазоне длин волн резонаторным методом.

Константа обменного взаимодействия оценивалась по температуре Кюри, полученной при исследовании температурной зависимости удельного сопротивления. По данным расчетов, приведенных в работе [11], константа обменного взаимодействия

Таблица 1. Намагниченность насыщения (M_s), эффективная намагниченность ($4\pi M_{\text{эф}}$), поле анизотропии (H_a) и первая константа кристаллографической магнитной анизотропии (K_1) пленок состава $\text{Mn}_{1.23}\text{Fe}_{1.77}\text{O}_4$ (образцы 1, 2), $\text{Mn}_{1.22}\text{Fe}_{1.78}\text{O}_4$ (образцы 3, 4)

Образец	$v_{\text{охл}}$, К/с	M_s , Гс	$4\pi M_{\text{эф}}$, Гс	H_a , Э	$K_1 \times 10^{-4}$, эрг/см ³	$g_{\text{эф}}$	μ
1	3	240	2965	-221	-2.69	2.11	11.55
2	10	260	3594	-178	-2.13	2.03	14.05
3	3	220	3527	-196	-2.15	2.19	10.41
4	10	250	4070	-140	-1.75	2.12	13.68

составила для пленок исходного химического состава MnFe_2O_4 $A_{\text{обм}} \sim 0.502 \times 10^{-6}$ эрг/см, для $\text{Mn}_{0.65}\text{Fe}_{2.35}\text{O}_4$ $A_{\text{обм}} \sim 0.545 \times 10^{-6}$ эрг/см, для $\text{Mg}_{0.25}\text{Mn}_{0.75}\text{Fe}_2\text{O}_4$ $A_{\text{обм}} \sim 0.504 \times 10^{-6}$ эрг/см.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Характеристики ферромагнитного резонанса в пленках феррошпинелей. Данные резонансных полей [16] по направлениям [100], [110], [001] позволяют определить эффективную намагниченность насыщения ($4\pi M_s$), поле анизотропии H_a и фактор спектроскопического расщепления $g_{\text{эф}}$, константу кристаллографической анизотропии из соотношения $H_a = 2K_1/M_s$, начальную магнитную восприимчивость $\chi = M_s^2/3K_1$ и магнитную проницаемость $\mu = 1 + 4\pi\chi$ исходя из формул [10]:

$$M_{\text{эф}} = \frac{2H_2 + H_1^{[100]} - \sqrt{5(H_1^{[100]})^2 + 4H_2H_1^{[100]}}}{8\pi},$$

$$H_a = \frac{(H_1^{[110]} - H_1^{[100]})(4\pi M_{\text{эф}} + H_1^{[100]} + H_1^{[110]})}{8\pi M_{\text{эф}} + 2H_1^{[100]} + \frac{1}{2}H_1^{[110]}},$$

$$\gamma_{\text{эф}} = \frac{\omega}{2H_2 - 4\pi M_{\text{эф}} + H_a},$$

$$g_{\text{эф}} = \frac{2\gamma_{\text{эф}}mc}{e}.$$

Пленкам с $x = 1.22$ (табл. 1) соответствуют меньшие значения констант кристаллографической анизотропии и поля анизотропии, более высокие значения $4\pi M_s$. Уменьшение скорости охлаждения от 10 до 3.3 К приводят к росту H_a , K_1 , $g_{\text{эф}}$ и к уменьшению $4\pi M_{\text{эф}}$, μ . Фактор спектроскопического расщепления для пленок с $x = 1.23$ ($T_c \sim 1200$ К) равен $g_{\text{эф}} \sim 2.03$ – 2.11 , для пленок с $x = 1.22$ ($T_c \sim 1300$ К) – $g_{\text{эф}} \sim 2.12$ – 2.19 .

Зависимость фактора спектроскопического расщепления от скорости охлаждения образцов можно объяснить следующим образом. Принятое распределение в феррите марганца $\text{Fe}_{0.2}^{3+}\text{Mn}_{0.8}^{2+}[\text{Mn}_{0.2}^{2+}\text{Fe}_{1.8}^{3+}]$

может при охлаждении в интервале температур 1170–1270 К нарушаться в связи с переходом $\text{Mn}^{2+} + \text{Fe}^{3+} \leftrightarrow \text{Mn}^{3+} + \text{Fe}^{2+}$. Для ионов Mn^{3+} (конфигурация $3d^4$), Fe^{3+} , Mn^{2+} (конфигурация $3d^5$) $g_{\text{эф}} = 2$, для ионов Fe^{2+} (конфигурация $3d^6$) $g_{\text{эф}} = 2.2$. Переход $\text{Fe}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{2+}$ при медленном охлаждения пленок от температуры синтеза может привести к росту $g_{\text{эф}}$ [17].

Неоднородность (точечные дефекты, дислокации, дисперсность блоков) приводит к тому, что эффективное магнитное поле в различных участках пленок неодинаково, и, следовательно, изменяются локальные условия резонанса. В частности, уширение кривой ферромагнитного резонанса ($2\Delta H_p$) пропорционально отношению суммарного объема пор и немагнитных включений ($V_{\text{пор}}$) к объему образца (V) [18]:

$$2\Delta H_p = 4\pi M_s \frac{V_{\text{пор}}}{V}.$$

Расчеты из данных ФМР [16] показали, что пористость для пленок, полученных при температуре синтеза $T_c \sim 1300$ К ($\Delta H_p \sim 20$ Э) составляет 1.6–2.7%, объем пор растет с увеличением скорости охлаждения и роста пленок. Для пленок, полученных при $T_c \sim 1200$ К ($\Delta H_p \sim 40$ Э), пористость составляет 3–3.8%. При одинаковой скорости роста пленок пористость возрастает с увеличением скорости охлаждения.

В пленках марганцевых феррошпинелей расщепление дислокаций на поверхности образца определяется следующими параметрами (рис. 3, 4, где n – плотность дислокаций): температурой синтеза (T_c), соотношением $p_{\text{НСЛ}}/p_{\text{воз}} = \gamma_0$, скоростью роста (v_p), скоростью охлаждения ($v_{\text{охл}}$).

Пленке с высокой плотностью ориентированных скоплений дислокаций (рис. 4) соответствует большая пористость $\sim 3.8\%$ и наибольшая ширина линии ФМР ($\Delta H \sim 43$ Э), что свидетельствует о значительном рассеянии спиновых волн.

Полученные данные по намагниченности насыщения, константам магнитной анизотропии, параметру обменного взаимодействия позволяют оценить радиус магнитно-дипольного и обменного взаимодействия.

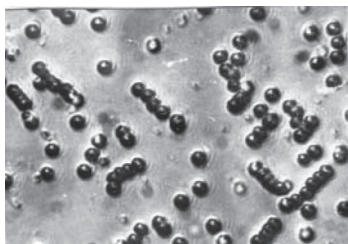


Рис. 3. Хаотическое распределение дислокаций с $n \sim 10^5 \text{ см}^{-2}$ ($T_c = 1300 \text{ К}$, $\gamma_0 \sim 0.79$, $v_p \sim 0.04 \text{ мкм/с}$, $v_{охл} \sim 3.3 \text{ К/с}$, $\Delta\sigma_\alpha \sim 5 \text{ МПа}$, пористость 1.6%); $\times 1500$.

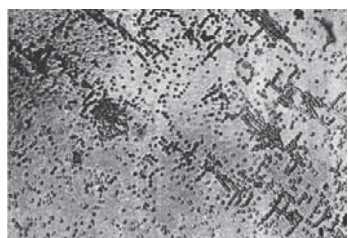


Рис. 4. Ориентированные скопления ($T_c = 1333 \text{ К}$, $\gamma_0 \sim 2$, $v_p \sim 0.1\text{--}0.08 \text{ мкм/с}$, $v_{охл} \sim 3.3 \text{ К/с}$); $\times 650$.

Для пленок с блочной структурой эффективный радиус обменного взаимодействия, согласно [19], равен $R_{обм} \sim \sqrt{\frac{\alpha_{обм}}{\beta}}$, где $\alpha_{обм} = \frac{2A_{обм}}{M_s^2}$ – обменная константа, $\beta = \frac{2K_u}{M_s^2}$ – безразмерная константа одноосной анизотропии.

Для образцов состава $\text{Mn}_{1.22}\text{Fe}_{1.78}\text{O}_4$ при $M_s \sim 200 \text{ Гс}$, $H_a \sim 200\text{--}256 \text{ Э}$, $K_u \sim (2.5\text{--}5.6) \times 10^3 \text{ эрг/см}^3$ радиус обменного взаимодействия составляет $\sim (1.2\text{--}1.4) \times 10^{-5} \text{ см}$, для $x = 1.23$ при $M_s \sim 220 \text{ Гс}$, $H_a \sim 200\text{--}245 \text{ Э}$, $K_u \sim 6.3\text{--}14 \text{ эрг/см}^3$ $R_{обм} \sim 10^{-6} \text{ см}$, для пленок исходного состава $\text{Mn}_{0.65}\text{Fe}_{2.35}\text{O}_4$ $R_{обм} \sim 10^{-6} \text{ см}$. Обменная константа для всех рассмотренных составов составляет $\sim 10^{-11} \text{ см}^2$, для пленок, обогащенных Fe_2O_4 ($x = 0.65$), $\alpha_{обм} \sim 10^{-12} \text{ см}^2$.

Радиус магнитно-дипольного взаимодействия равен [19] $R_m = \frac{M_s h}{H_a}$, где h – толщина пленки.

Используя данные по намагниченности насыщения, полям анизотропии для пленок $\text{Mn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ с $x = 1.22$ при частоте 9.75 ГГц, получим $R_m \sim (1.4\text{--}2.9) \times 10^{-3} \text{ см}$, для пленок с $x = 1.23$ $R_m \sim (2.9\text{--}3.3) \times 10^{-3} \text{ см}$.

Таким образом, для всех рассмотренных составов размеры блоков $10^{-1}\text{--}10^{-2} \text{ см}$ превышают радиусы обменного взаимодействия и радиусы магнитно-дипольного взаимодействия. Поэтому пленки с блочной структурой при $H > 4\pi M_s$ можно считать однородной средой, которая намагничена с периодически изменяющимся в пространстве полем. Полную ширину линии ферромагнитного резонанса для блочных структур можно представить в виде трех слагаемых [19]:

$$\Delta H = \Delta H^0 + \Delta H^k + \Delta H^\theta,$$

где ΔH^0 – собственная ширина линии ФМР, ΔH^k – уширение, связанное с амплитудной дисперсией анизотропии, ΔH^θ – уширение, обусловленное угловой дисперсией анизотропии. При больших частотах $\Delta H^0 \sim 2H_a\theta^2$, где θ – угол отклонения оси легкого намагничивания (ОЛН) блока от ее среднего направления. Величина ΔH^k в среднем для всех блоков $\sim M\theta$.

Расчет (табл. 2) показывает, что экспериментальные значения ширины линии ФМР удовлетворительно описываются уширением, связанным с амплитудной дисперсией анизотропии. Для всех исследованных образцов имеет место отклонение ОЛН от направления [110] [20].

Распределение дислокаций существенно влияет на величину магнитной анизотропии и СВЧ-свойства пленок феррошпинелей (рис. 5).

Экспериментальные данные по ФМР [16] позволяют рассчитать эффективный параметр затухания $\alpha \sim \Delta H/H_p$, где ΔH – полуширина резонансной кривой, H_p – резонансное поле; эффективное время релаксации $\tau \sim (\alpha\omega)^{-1}$, ω – частота, на которой проводились исследования. Для образцов с $x = 1.22$ наблюдаются минимальные значения $\alpha \sim (0.97\text{--}1.08) \times 10^{-2}$ и $\tau \sim (1.67\text{--}1.85) \times 10^{-9} \text{ с}$ при частоте $f \sim 8.82 \text{ ГГц}$. Для этих образцов характерны минимальный градиент термических напряжений

Таблица 2. Экспериментальная и расчетная ширина линии ФМР для пленок с указанным радиусом (R_m) магнитного взаимодействия

$R_m \times 10^3, \text{ см}$	$\theta, \text{ рад}$	$\frac{2K_1}{H_a}, \text{ Гс}$	$H_a, \text{ Э}$	$\Delta H^k, \text{ Э}$	$\Delta H^0, \text{ Э}$	$\Delta H^{\text{расч}}, \text{ Э}$	$\Delta H_{100}^{\text{эксп}}, \text{ Э}$
2.5	0.0378	242	240	19.43	1.45	20.88	23.9
3.9	0.17577	208	237.8	36.56	7.35	43.93	43

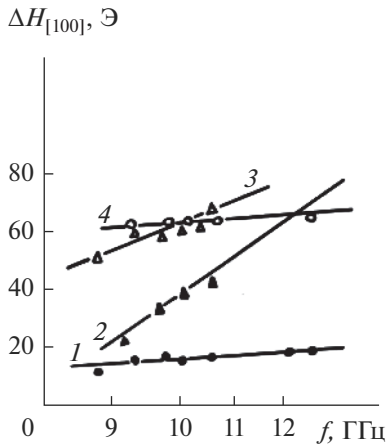


Рис. 5. Частотная зависимость ΔH для пленок исходного состава $\text{Mn}_{0.65}\text{Fe}_{2.35}\text{O}_4$ с хаотическим распределением дислокаций (1) и короткими скоплениями (3), для пленок $\text{Mn}_{1.22}\text{Fe}_{1.78}\text{O}_4$ с короткими скоплениями (2) и ориентированными скоплениями дислокаций (4).

по толщине образца $\sim 5\text{--}7$ МПа, хаотическое распределение дислокаций (рис. 3) по поверхности образца, короткие скопления и пористость 1.6% (рис. 4). Для образцов с $x = 1.23$ наблюдается увеличение коэффициента затухания $\alpha \sim (1.6\text{--}2.26) \times 10^{-2}$ и изменение $\tau \sim (6.46\text{--}9.1) \times 10^{-10}$ с ($f \sim 10.89$ ГГц). Для пленок с $x = 0.78\text{--}0.93$ [11], полученных из исход-

ного состава $\text{Mn}_{0.65}\text{Fe}_{2.35}\text{O}_4$, $\alpha \sim (2.77\text{--}0.7) \times 10^{-2}$, $\tau \sim (5.27\text{--}1.35) \times 10^{-10}$ с на той же частоте.

Анализ характеристик магнитоэлектрических и обменных спиновых волн, распространяющихся в неоднородных по толщине пленках феррошпинелей. Для диагностики волновых параметров пленок феррошпинелей рассмотрим спектры поглощения, полученные на стандартном ЭПР-спектрометре ($f \sim 9.85$ ГГц).

В пленках феррошпинели при касательном намагничивании в спектрах поглощения ЭПР наблюдается многократный резонанс (рис. 6). Интерпретируя пики как магнитоэлектрические моды (по формуле дисперсионной зависимости поверхностных магнитоэлектрических волн при $H \parallel [100]$ [10, 21]), получим волновые числа $k' \sim 207\text{--}334$ см^{-1} , что соответствует длинам волн $\sim (2.44\text{--}1.87) \times 10^{-2}$ см. В подписи к рис. 6 указаны параметры пленок, диапазон волновых чисел $\Delta k'$, диапазон частот Δf .

Как показал эксперимент, ширина магнитоэлектрической области меньше $2\pi M_s$ и зависит от соотношения константы одноосной поверхностной анизотропии и первой константы кристаллографической анизотропии. С ростом отношения $K_u/K_1 = 0.15\text{--}0.35$ ширина магнитоэлектрической области $528\text{--}231$ Э уменьшается.

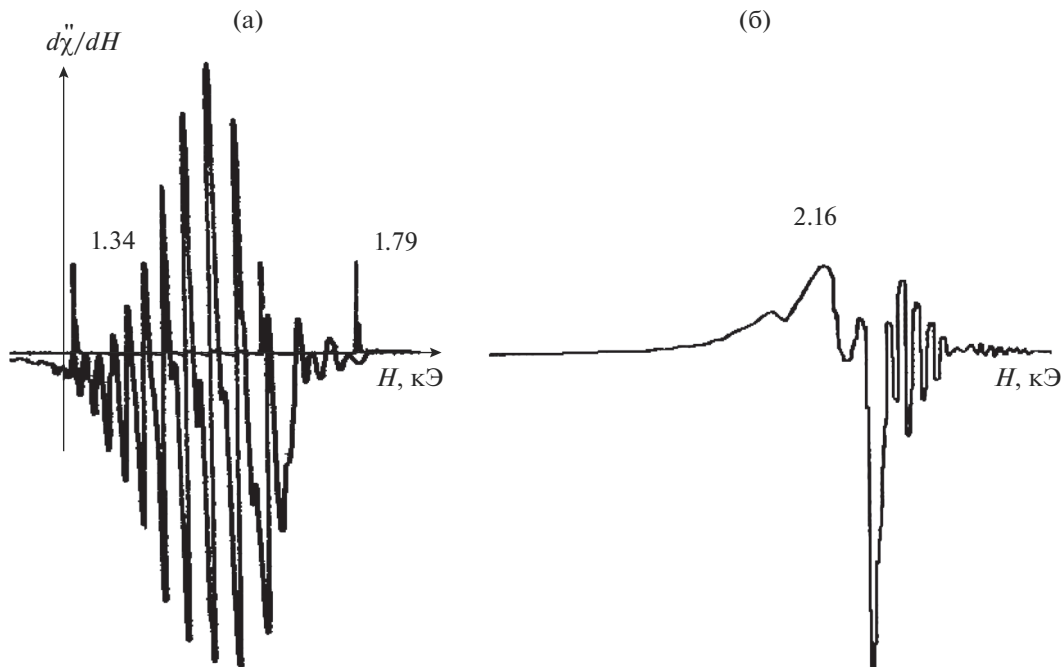


Рис. 6. Спектры ЭПР в касательном поле пленок $\text{Mn}_{1.22}\text{Fe}_{1.78}\text{O}_4$ ($4\pi M_s = 2788$ Гс, $K_1 = -2.38 \times 10^{-4}$ эрг/ см^3 , $K_u = 5.6 \times 10^{-3}$ эрг/ см^3 , $\Delta k = 251\text{--}207$ см^{-1} , $\Delta f = 1.18$, $K_u/K_1 = 0.23$, $\Delta H = H_{\text{max}} - H_{\text{min}} = 422$ Э) (а) и $\text{Mg}_{0.25}\text{Mn}_{0.75}\text{Fe}_2\text{O}_4$ ($4\pi M_s = 4949$ Гс, $K_1 = -4.3 \times 10^{-4}$ эрг/ см^3 , $K_u = 15 \times 10^{-3}$ эрг/ см^3 , $\Delta k = 335\text{--}290$ см^{-1} , $\Delta f = 2.13$, $K_u/K_1 = 0.35$, $\Delta H = H_{\text{max}} - H_{\text{min}} = 231$ Э) (б).

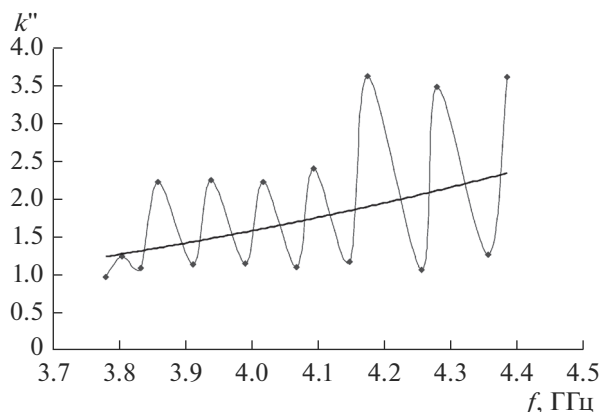


Рис. 7. Зависимость декремента затухания поверхностных МСВ от частоты для пленки состава $Mn_{1.22}Fe_{1.78}O_4$ (средние значения коэффициентов затухания $k'' = 1.25-2.3$, $\eta_3 = (1.5-2.5) \times 10^{-2}$, $K_u = 5.6 \times 10^3$ эрг/см³).

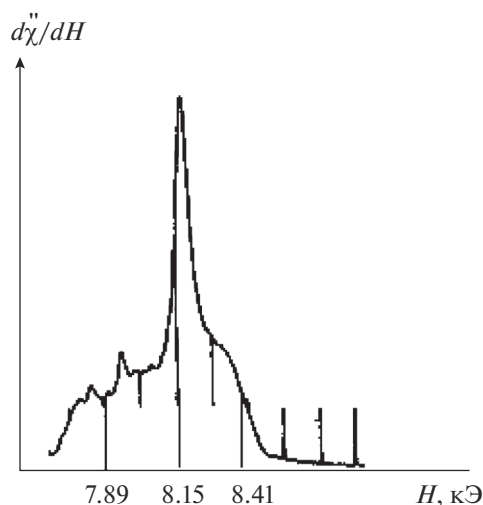


Рис. 8. Спектр ЭПР пленки состава $Mn_{1.22}Fe_{1.78}O_4$, намагниченной перпендикулярно поверхности.

Согласно [22], релаксационное затухание МСВ вычисляется по формуле: $\eta = \frac{\Delta H^k}{2\pi M_s} \eta_0$ (коэффициент $\eta_0 = 2 \frac{\omega_H}{\omega_M} + 1$), параметр затухания $k'' = \gamma \Delta H^k (1 + 2\omega_M/\omega_H) v_{гр}^{-1}$ (где $v_{гр} \sim 10^7$ см/с – групповая скорость, γ – гиромангнитное отношение, $\omega_M = \gamma 4\pi M_s$, $\omega_H = \gamma(H + \beta M_s)$).

Используя значения ω_H , ω_M , M_s , ΔH^k , получили значения релаксационных затуханий пленок (η_3) и параметр затухания в зависимости от частоты (рис. 7).

Релаксационные потери (η_3) имеют порядок 10^{-2} , что согласуется с коэффициентом затухания (α),

определенным по ширине резонансной кривой ФМР. В подписи к рис. 7 указаны константы одноосной анизотропии (K_u), средние значения коэффициента затухания (k'') и релаксационных затуханий (η_3). Диапазон изменения коэффициента затухания от частоты является наибольшим для пленок исходного состава $Mg_{0.25}Mn_{0.75}Fe_2O_4$, где эффективный фактор спектроскопического расщепления $g_{эф} \sim 2.22$ [17], что косвенно указывает на присутствие в них ионов Fe^{2+} .

В спектрах поглощения ЭПР (рис. 6) наблюдаются “осцилляции прохождения волн”, что сопровождается “осцилляциями потерь” (рис. 7) МСВ. Данный эффект [23] связан с резонансным взаимодействием магнитостатических колебаний с обменными спиновыми волнами в поверхностном слое. Принимая частоту “глубоких провалов” в спектре поглощения (рис. 6) за частоту резонансного взаимодействия поверхностных МСВ со спин-волновыми модами были рассчитаны характеристики спин-волновых мод по формуле [19]

$$k_{\pm}^2 = \frac{1}{2\alpha_{обм}\gamma M_s} \left[-\omega_M \pm \sqrt{\omega_M^2 + 4\omega^2} \right].$$

Значение k всегда мнимое для любых частот, k_+ являются мнимыми при $\omega < \sqrt{\omega_H(\omega_M + \omega_H)}$ и действительными при $\omega > \sqrt{\omega_H(\omega_M + \omega_H)}$. Для рассматриваемых пленок экспериментальные частоты $\omega_{эксп} < \sqrt{\omega_H(\omega_M + \omega_H)}$, следовательно, k_+ должны быть мнимыми. Однако в предельном случае больших толщин они переходят в поверхностные спиновые волны.

Оценены волновые числа обменных спиновых волн $k = k_+ \sim (3.1-4.5) \times 10^5$ см⁻¹, параметры неоднородного обмена $\eta_{обм} \sim 0.175-0.182$ см²/с (из соотношения $k_{max}^2 \sim \omega/\eta_{обм}$), эффективные массы квазичастиц $m_{эф} \sim (2.9-3.3) \times 10^{-27}$ г ($m_{эф} \sim \hbar k^2/2\omega$), толщины возбуждения спин-волновых мод $L = \pi/k \sim 114-2386$ нм. Минимальная толщина поверхностного слоя ($L_{min} \sim 114-162$ нм), соответствующая возбуждению спин-волновых мод, согласуется с глубиной рельефа АСМ. Максимальная толщина ($L_{max} \sim 1060-2386$ нм) соответствует толщине поверхностного слоя, полученной по зависимости микротвердости от глубины внедрения индентора.

При исследовании спектра поглощения на ЭПР-спектрометре в случае перпендикулярной ориентации пленки относительно внешнего магнитного поля (рис. 8) наряду с однородным резонансом (ФМР) наблюдаются дополнительные пики поглощения, соответствующие обменным спиновым модам, локализованные в поверхностном слое.

Таблица 3. Параметр неоднородного обмена ($\eta_{\text{обм}}$), эффективная масса квазичастиц ($m_{\text{эф}}$) и параметры, характеризующие затухание спиновых волн (для k_{max}) пленок $\text{Mn}_{1,22}\text{Fe}_{1,78}\text{O}_4$ и $\text{Mn}_{0,8}\text{Fe}_{2,2}\text{O}_4$

Пленка	$\tau_k \times 10^{10}$, с	α	$v_{\text{гр}} \times 10^{-5}$, см/с	$\ell_k \times 10^5$, см	$m_{\text{эф}} \times 10^{27}$, г	$\eta_{\text{обм}}$
$\text{Mn}_{1,22}\text{Fe}_{1,78}\text{O}_4$	3.7	2.0×10^{-2}	1.29	4.75	2.8	0.189
$\text{Mn}_{0,8}\text{Fe}_{2,2}\text{O}_4$	5	6.5×10^{-3}	1.23	6.15	3.3	0.161

Расчеты по формуле $H = 4\pi M_s - \alpha_{\text{обм}} k_n^2 M_s$ показывают, что на частотах $f \sim 22.7\text{--}21.5$ ГГц волновые числа k' составляют порядка $k_n \sim (7.9\text{--}8.5) \times 10^5 \text{ см}^{-1}$, дисперсионная зависимость линейная, т.е., согласно [19], наблюдаются гармонические моды.

Параметры, характеризующие затухание (табл. 3): $\alpha = 2\Delta H^k/\omega$, поскольку $\alpha < 1$, то $k'' = \alpha\omega/2\eta_{\text{обм}}k'$, $\omega'' = v_{\text{гр}}k''$; время жизни затухающей спиновой волны $\tau_k = 1/2\omega$; длина пробега $\ell_k = v_{\text{гр}}\tau_k$; $v_{\text{гр}} = 2\eta_{\text{обм}}k'$ [10].

Поскольку эффективная масса квазичастиц в пленках феррошпинелей в три раза больше массы свободного электрона и время жизни квазичастицы $\tau_k \ll 1/\omega_k$, спин-электронные комплексы в пленках феррошпинелей можно рассматривать как магноны [10].

Для типичного феррита со структурой феррошпинели при нарушении строго периодического расположения ионов максимальное волновое число $k'_{\text{max}} \sim 2\pi/200 d_n$, где d_n – расстояние между соседними ионами [24]. При расстоянии между ионами марганцевого феррита $(3.5\text{--}5.4) \times 10^{-1}$ нм для идеальной решетки волновое число $k'_{\text{max}} \sim (5.7\text{--}10.4) \times 10^5 \text{ см}^{-1}$, что согласуется с наблюдаемыми волновыми числами в пленках феррошпинелей при касательном намагничивании.

Поверхность пленки феррошпинелей представляет собой наноструктуру с периодом $\Lambda \sim 30\text{--}40$ нм [12] в направлении распространения волны, в условиях дифракции Брэгга [25] волновое число будет равно $k' \sim \pi/\Lambda = (7.85\text{--}10.47) \times 10^5 \text{ см}^{-1}$, что удовлетворительно совпадает с наблюдаемыми волновыми числами при перпендикулярной ориентации магнитного поля к поверхности пленки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты экспериментальных исследований дают основание считать, что наряду с химическим составом на параметры ФМР существенное влияние оказывает микроструктура, сформировавшаяся в процессе роста и последующего охлаждения. Размеры блоков превышают радиусы обменного и магнитного взаимодействий, поэтому пленки характеризуются разбросом локальных осей легкого намагничивания. Эксперименталь-

ные значения ширины линии ФМР удовлетворительно описываются уширением, связанным с амплитудной дисперсией анизотропии. Уменьшение скорости роста технологическими условиями позволяет уменьшить параметр затухания до 10^{-3} , эффективное время релаксации до 10^{-9} с.

Спектры поглощения ЭПР подтверждают существование поверхностных обменных спиновых волн в пленках феррошпинелей. Волновые числа спиновых волн определяются при различной ориентации магнитного поля к поверхности пленки соответствующими дисперсионными соотношениями и диссипативными процессами, обуславливающими экспоненциальное затухание спиновой волны. Осцилляции пропускания МСВ при касательном намагничивании могут свидетельствовать о возникновении поперечного СВР, обусловленного МСВ в пленке, если имеются скачки магнитной анизотропии на ее поверхности, что возможно в связи с наноструктурной неоднородностью поверхности пленок феррошпинелей. Характеристики обменных спиновых мод позволяют рассчитать соответствующую им эффективную массу квазичастиц, которая оказалась в три раза больше массы свободного электрона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В. и др. Магнетика – новое направление спинтроники и спин-волновой электротехники // УФН. 2015. Т. 185. № 10. С. 1099–1128.
2. Chaibakhsh N., Moradi-Shoeili Z. Enzyme Mimetic Activities of Spinel Substituted Nanoferrites (MFe_2O_4): A Review of Synthesis, Mechanism and Potential Applications // Mater. Sci. Eng. 2019. V. 99. P. 1424–1447.
3. Nelo M., Peräntie J., Siponkoski T. et al. Upside-Down Composites: Electroceramics without Sintering // Appl. Mater. Today. 2019. V. 15. P. 83–86.
4. Deeptya M., Srinivasa Ch., Vijaya Babu K. et al. Structural and Electron Spin Resonance Spectroscopic Studies of $\text{Mn}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$ ($x = 0.5, 0.6, 0.7$) Nanoferrites Synthesized by Sol-Gel Auto Combustion Method // J. Magn. Magn. Mater. 2018. V. 466. P. 60–68.
5. Афиногенов В.Б., Высоцкий С.Л., Гуляев Ю.В. и др. Устройства на основе спиновых волн для обработки радиосигналов в диапазоне частот 50 МГц...20 ГГц // Радиотехника. 2000. № 8. С. 6–14.

6. Prasad S.A.V. et al. Synthesis of MFe_2O_4 ($M = Mg^{2+}$, Zn^{2+} , Mn^{2+}) Spinel Ferrites and Their Structural, Elastic and Electron Magnetic Resonance Properties // *Ceram. Int.* 2018. V. 44. № 9. P. 10517–10524.
7. Pourzaki M., Kavkhani R., Kianvash A., Hajalilou A. Structure, Magnetic and Transmission Characteristics of the Co Substituted Mg Ferrites Synthesized via a Standard Ceramic Route // *Ceram. Int.* 2019. V. 45. № 5. P. 5710–5716.
8. Tchokouansi T.B., Tchomgo Felenou H.T., Tchidjo R.T. et al. Traveling Magnetic wave Motion in Ferrites: Impact of Inhomogeneous Exchange Effects // *Chaos, Solitons Fractals.* 2019. V. 121. P. 1–5.
9. Великанова Ю.В., Виноградова М.Р., Митлина Л.А. Анализ характеристик магнитоэлектрических волн, распространяющихся в неоднородных по толщине пленках феррошпинелей // *Изв. вузов. Физика.* 2018. Т. 61. № 2. С. 159–165.
10. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 454 с.
11. Митлина Л.А. Физико-химические основы получения, дефекты структуры и свойства монокристаллических пленок феррошпинелей // *Вестн. СамГТУ. Сер. Физ.-мат. науки.* 2004. Вып. 6. С. 114–149.
12. Митлина Л.А., Молчанов В.В., Бадртдинов Г.С. и др. Закономерности формирования эпитаксиального слоя феррошпинелей // *Изв. вузов. Физика.* 2012. Т. 55. № 4. С. 53–60.
13. Митлина Л.А., Посыпайко Э.Д. Поведение дислокаций в пленках феррошпинелей под действием внешнего электрического и магнитного полей // *Электронная техника. Сер. 6. Материалы.* 1985. Вып. 3. С. 13–15.
14. Никитенко В.И., Осипьян Ю.А. Влияние дислокаций на оптические, электрические и магнитные свойства кристаллов // *Проблемы современной кристаллографии.* М.: Наука, 1975. С. 239–262.
15. Матаре Г. Электроника дефектов полупроводниках. М. 1974. 463 с.
16. Митлина Л.А., Бадртдинов Г.С., Великанова Ю.В. и др. Субструктура магнитного свойства монокристаллических пленок феррошпинелей // *Вестн. Сам. ГТУ. Сер. Физ.-мат. науки.* 2011. Т. 2(23). С. 107–115.
17. Митлина Л.А., Бадртдинов Г.С., Косарева Е.А., Никифорова И.В. Структурные причины перпендикулярной анизотропии в монокристаллических пленках феррошпинелей // *Изв. вузов. Физика.* 2011. № 1. С. 16–25.
18. Летюк Ю.Д., Левин Б.Е., Третьяков Л.М. Физико-химические основы получения, свойства и применение ферритов // *Металлургия.* 1979. 471 с.
19. Саланский Н.М., Ерухимов М.М. Физические свойства и применение пленок. Новосибирск: Наука, 1975. 210 с.
20. Митлина Л.А., Сидоров А.А., Великанова Ю.В. и др. Дефекты структуры, кристаллографическая и наведенная анизотропия монокристаллических пленок феррошпинелей // *Неорган. материалы.* 2010. Т. 46. № 2. С. 1–5.
21. Вашковский А.Н., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитоэлектрические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Сарат. ун.-т, 1993. 312 с.
22. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Луговской А.В. Влияние неоднородного обмена и диссипации на распространение поверхностных волн Деймона–Эшбаха в ферромагнитной пластине // *ФТТ.* 1981. Т. 23. № 4. С. 1136–1142.
23. Высоцкий С.Л., Казаков Г.Т., Нам Е.П. и др. Резонансное взаимодействие магнитоэлектрических (МСВ) и обменных волн в структуре с двумя обменно-связанными ферритовыми пленками // *Письма в ЖТФ.* 1993. Т. 19. Вып. 11. С. 65–69.
24. Круничка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М. 1976. Т. 2. 504 с.
25. Высоцкий С.Л., Кожевников А.В., Казаков Г.Т. и др. Параметрическая неустойчивость поверхностных магнитоэлектрических волн в двумерных магнитных кристаллах // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика.* 2007. Т. 15. № 3. С. 58–73.