

Высокочастотная восприимчивость и ферромагнитный резонанс в тонких пленках типа железо-иттриевого граната, содержащих доменную структуру

© В.Ф. Шкарь, Е.И. Николаев, В.Н. Саяпин, В.Д. Пойманов*

Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины,
83114 Донецк, Украина

* Донецкий национальный университет,
83114 Донецк, Украина

E-mail: shkar@donapex.net.ua,
nikol@donapex.net.ua

(Поступила в Редакцию 26 мая 2003 г.)

В окончательной редакции 13 октября 2003 г.)

Экспериментально исследована полевая зависимость высокочастотной восприимчивости и ферромагнитный резонанс в тонкой ($d \approx 0.1 \mu\text{m}$) монокристаллической пленке замещенного железо-иттриевого граната с ориентацией в плоскости (111) и фактором $q \ll 1$. Показано, что аномалия высокочастотной восприимчивости в магнитном поле \mathbf{H} , параллельном нормали к поверхности пленки, в области насыщения намагниченности ($H \approx H_s$) имеет двойственную природу: скачкообразного коллапса полосовой доменной структуры и ферромагнитного резонанса в геометрии эксперимента $\mathbf{H} \parallel [111]$, $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$. При этом переход пленки из неоднородного (полидоменного) состояния в однородное (моногоменное) состояние в точке $H \approx H_s$ не имеет признаков фазового перехода второго рода. Экспериментальная частотно-полевая зависимость ФМР исследованного образца, имеющая характерный минимум в точке $\omega_0 = 5 \text{ MHz}$, $H_{\text{FMR}} = H_s$ имеет качественное и количественное соответствие с теоретически рассчитанной. Теоретически исследовано влияние кубической магнитной анизотропии и толщины пленки на спектр ФМР и положение векторов спонтанной намагниченности в доменах относительно плоскости пленки в нулевом поле H .

1. Введение

Тонкие пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) с частичным редкоземельным замещением и диамагнитным разбавлением с планарным расположением вектора магнитного момента ранее использовались в качестве тонкого подслоя, управляющего структурой доменных границ в расположенном выше магнитоодноосном слое феррита-граната в составе двухслойной гранатовой структуры [1,2]. В последнее время значительное внимание уделяется изучению доменной структуры (ДС) самих тонких пленок ЖИГ, что обусловлено новыми возможностями их применения, в частности, в качестве компонента слоистой периодической структуры фотонных кристаллов, содержащего полосовую ДС с периодом порядка длины волны света [3,4]. Поскольку фарадеевское вращение в такой пленке мало, исследование ДС с использованием стандартных магнитооптических методов наблюдения ДС практически невозможно.

Исследования спин-волновых взаимодействий в указанных выше двухслойных феррит-гранатовых структурах, ранее выполненные в [5,6], позволяли предполагать, что, используя метод ФМР наряду с высокочастотной магнитной восприимчивостью (ВЧМВ), можно не только выявить специфические динамические эффекты в ультратонких пленках ЖИГ, но и получить определенную информацию о „невидимой“ ДС. В настоящей работе представлены результаты исследования ВЧМВ и спектров ФМР в ультратонкой (толщиной $d \approx 0.1 \mu\text{m}$) монокристаллической пленке типа ЖИГ с доменной

структурой и сделаны соответствующие теоретические оценки.

Интерес к проведению такого исследования в определенной мере стимулировался сообщением о наблюдении в пленке указанного типа двух ориентационных фазовых переходов второго рода (ОФП-2) при комнатной температуре [7]. Такой результат представляется уникальным, поскольку за многолетний период исследований как спонтанных, так и индуцированных полем ОФП в кристаллах и пленках редкоземельных ферритов-гранатов экспериментально обоснованные ОФП наблюдались исключительно в низкотемпературной области (в основном при $T = 4\text{--}150 \text{ K}$) [8–10]. Экспериментальная часть работы [7] вызвала сомнения относительно интерпретации полученных результатов и правомерности сделанных выводов. Располагая тонкими пленками, идентичными объекту исследования в [7], авторы настоящей работы провели экспериментальные и теоретические исследования, результаты которых излагаются далее.

2. Экспериментальная часть

2.1. Исследуемый образец и методика эксперимента. Экспериментальные исследования были проведены на монокристаллической гранатовой пленке состава $(\text{YLaGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ толщиной $d \approx 0.1 \mu\text{m}$, выращенной на подложке из монокристалла $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ с ориентацией в плоскости (111), так что кристаллографическая ось [111] пленки параллельна

нормали \mathbf{n} к поверхности. Для получения столь тонкой пленки был применен модифицированный метод жидкофазной эпитаксии из „смачивающего слоя раствора-расплава“ [11]. В соответствии с первоначальным назначением таких пленок их состав выбран с целью обеспечения минимума индуцированной ростом магнитной анизотропии в направлении нормали к поверхности. В размагниченном состоянии такая пленка должна иметь полосовую ДС. Положение вектора спонтанного магнитного момента \mathbf{M} в каждом из двух типов разнополярных магнитных доменов в такой пленке определяется главным образом конкуренцией между полем размагничивания, стремящимся расположить векторы \mathbf{M} в плоскости пленки, и полем кубической магнитной анизотропии, стремящимся вывести векторы \mathbf{M} из плоскости пленки в направлении осей легкого намагничивания типа [111], три из которых образуют с поверхностью пленки угол $19^\circ 30'$.

Магнитные характеристики пленки определены из измерений параметров ферромагнитного резонанса (ФМР). Эффективную одноосную анизотропию, которая в данном случае равна $4\pi M_s$ (поскольку наведенная ростом и стрессовая одноосная магнитная анизотропия в образце практически отсутствует), определялись в соответствии с [12], т.е. строили экспериментальную и теоретическую зависимости резонансных полей для плоскости [110], перпендикулярной плоскости пленки, и, задавая различные значения $4\pi M_s$, добивались совпадения этих кривых. Гиромагнитное отношение γ определялось по наклону прямой частотно-полевой зависимости для направления поля, перпендикулярного плоскости образца [13], а поле кубической анизотропии H_A — по угловой (азимутальной) зависимости резонансного поля для постоянного значения полярного угла $\theta \approx 52^\circ$, т.е. наиболее точным методом определения H_A в пленке с ориентацией (111). Определены следующие значения искомых величин: $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ 1/s Oe, $H_A = 45$ Oe, $4\pi M_s = 1350$ Oe.

Для исследования ВЧМВ применялась автодинная методика. Исследуемый образец размещался на поворотном устройстве в области высокочастотного магнитного поля \mathbf{h} , создаваемого высокочастотными кольцами Гельмгольца, являвшимися составной частью задающего контура автодинного генератора, частота которого устанавливалась в пределах 5–30 МГц. Внешнее постоянное магнитное поле \mathbf{H} создавалось электромагнитом, размещенным на отдельном поворотном устройстве. Питание электромагнита осуществлялось от стабилизированного источника постоянного тока. Величина поля \mathbf{H} могла варьироваться в пределах 0–2000 Oe. Наличие двух поворотных устройств позволяло вращать образец вокруг нормали \mathbf{n} к его поверхности и вращать поле \mathbf{H} в вертикальной плоскости по отношению к образцу от положения $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ к положению $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$. При изменении поглощенной образцом ВЧ мощности изменялось и напряжение на задающем контуре. Изменение этого напряжения усиливалось и подавалось на ось Y двухкоор-

динатного самописца. На ось X подавалось напряжение, пропорциональное внешнему магнитному полю.

Для определения параметров ФМР использовалась установка, работающая на отражение и позволяющая проводить исследования в диапазоне частот 0.005–10 GHz с модуляцией магнитного поля. В качестве измерительной ячейки (чувствительного элемента) на первом этапе использовался медный микрополосок шириной 0.1 и длиной 6 mm (для работы в диапазоне частот более 1 GHz), а на втором этапе — медный меандр на поликоровой подложке (для работы в диапазоне 0.005–1 GHz).

Образец диаметром 6 mm был приклеен к торцу латунной оси устройства вращения и плотно прижимался с помощью пружины к меандру. Ось вращения образца и магнита имели взаимно перпендикулярную ориентацию, что позволяло ориентировать внешнее поле вдоль необходимого для эксперимента направления.

2.2. Высокочастотная восприимчивость. Начало исследованиям, представленным в настоящей работе, положило наблюдение существенного изменения ВЧМВ тонкой пленки на основе ЖИГ в квазистатическом магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ в окрестностях точки $\mathbf{H} = H_s$ (Здесь H_s — поле насыщения намагниченности пленки, обычно определяемое как характерная точка (область) на кривой намагничивания). На рис. 1 показано изменение ВЧМВ исследуемого образца в зависимости от величины поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ при измерении на двух частотах — 5 и 20 МГц. Как следует из приведенных данных, первый скачок восприимчивости наблюдается вблизи точки $\mathbf{H} = 0$, а второй — в области $\mathbf{H} \approx H_s$. При этом второй скачок уверенно наблюдается только при точной ориентации внешнего поля \mathbf{H} вдоль кристаллографической оси [111] пленки и соответствует переходу пленки из неоднородного состояния с ДС в однородное монокристаллическое состояние. Опираясь на опубликованные экспериментальные данные, проанализируем, существует ли причинно-следственная связь между этими явлениями.

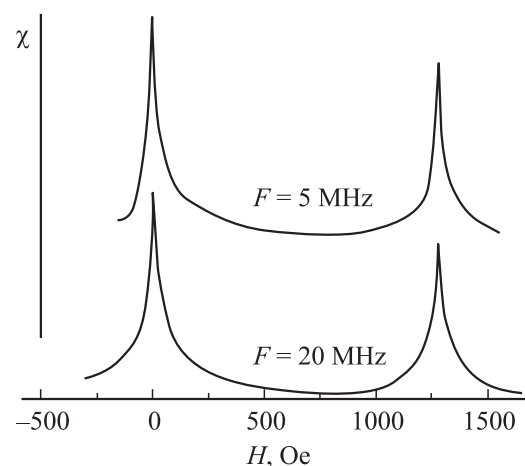


Рис. 1. Высокочастотная восприимчивость феррит-гранатовой пленки, ориентированной в плоскости (111), в поле $\mathbf{H} \parallel [111]$ на частотах 5 и 20 МГц.

Из исследований статической восприимчивости в феррит-гранатовых пленках известно, что ДС играет определенную роль в формировании отклика образца на внешнее поле [14]. Очевидно, что ВЧМВ пленок типа ЖИГ при наличии в них ДС также должна отличаться от ВЧ восприимчивости образцов без ДС [15]. Вопрос, однако, в том, насколько резко происходит перестройка или исчезновение ДС. В этом отношении показательна работа [16], в которой исследована полевая зависимость ВЧМВ пленки ЖИГ при ориентации внешнего магнитного поля в плоскости пленки (111) (т.е. $\mathbf{H} \perp [111]$). Показано, что скачок ВЧМВ наблюдается только в том случае, когда происходит резкая перестройка доменной структуры в узком интервале значений поля \mathbf{H} , где отмечаются характерные особенности на кривой намагничивания пленки. При этом установлено отсутствие какой-либо аномалии восприимчивости в точке $\mathbf{H} \approx H_s$ при перемагничивании пленки как вдоль „легкой“ оси ($H_s = 30$ Ое), так и вдоль „трудной“ оси ($H_s = 50$ Ое).

Такая же закономерность должна, по-видимому, наблюдаться и в геометрии эксперимента $\mathbf{H} \parallel [111]$, если предположить, что процесс перемагничивания в исследуемом образце происходит так, как предполагается в [7], а именно путем плавного разворота в направлении поля \mathbf{H} векторов спонтанной намагниченности \mathbf{M} в полосовых „разнополярных“ доменах, разделенных 180-градусными границами. Поскольку вблизи поля $\mathbf{H} = H_s$ эти векторы практически уже ориентированы вдоль поля \mathbf{H} , доменные границы размыты и такое состояние пленки „в энергетическом плане“ мало отличается от монодоменного состояния. Иными словами, никакой резкой перестройки ДС в пленке в окрестности точки $\mathbf{H} = H_s$ не происходит, и, следовательно, нет оснований для аномалии ВЧМВ.

В таком случае возникает вопрос: какова природа скачка ВЧМВ вблизи $\mathbf{H} \approx H_s$ на рис. 1. Выше отмечалось, что, согласно [7], при $\mathbf{H} \parallel [111]$ в точке $\mathbf{H} = H_s$ в исследуемом образце происходит ОФП-2. Но в этом случае $\mathbf{H} \approx H_s$ есть критическая точка, прохождение через которую должно иметь комплекс характерных признаков. Имеются в виду такие критические явления при спин-ориентационных переходах в редкоземельных магнетиках, как аномалии статической магнитной восприимчивости, теплоемкости, модуля Юнга, теплового расширения, магнитострикции и др. [8,9]. Однако, если объектом исследования является очень тонкая пленка, измерение многих статических характеристик практически трудно осуществимо, и удобнее наблюдать за критическими динамическими явлениями, которые обязаны иметь место при ОФП-2 в кубическом ферромагнетике. Имеется в виду критическая спиновая динамика, наблюдаемая, например, в монокристалле ЖИГ при температуре Кюри T_c — типичном фазовом переходе второго рода — и проявляющаяся в характерном изменении скорости релаксации однородной прецессии намагниченности (спиновой диффузии) [17]. Последняя определяется из измеряемой ширины линии $\Delta H_{\text{ФМР}}$.

Экспериментальное исследование полевой зависимости $\Delta H_{\text{ФМР}}$ (при $\mathbf{H} \parallel [111]$) проведено в окрестности точки $\mathbf{H} \approx H_s$. Было выполнено множество измерений величины $\Delta H_{\text{ФМР}}$ в диапазоне резонансных частот 5–180 МГц. Точность измерения величины $\Delta H_{\text{ФМР}}$ составила 0.1 Ое. При среднем значении измеряемой величины 15 Ое разброс значений составил ± 1.5 Ое, в то время как вблизи T_c изменение величины ΔH в кристалле ЖИГ составляет десятки эрстед [17]. Как следует из приведенных данных, в условиях эксперимента критическая спиновая динамика не наблюдалась.

Вопрос, возникший при описанном выше исследовании ВЧМВ, потребовал дополнительного изучения (см. далее).

2.3. Ферромагнитный резонанс. Первый этап исследований был выполнен на установке ФМР до ее модернизации, описанной далее. На рис. 2 представлена полученная на этом этапе экспериментальная частотно-полевая зависимость ФМР (кривая 1а) в исследуемом образце в поле $\mathbf{H} \parallel [111]$ при $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$. Здесь же сплошными линиями показана теоретическая зависимость ФМР, соответствующая решению для такого же типа колебаний, возбужденного в исследуемом образце. Расчет теоретических зависимостей приведен в разделе 4. Как следует из рис. 2, имеет место хорошее соответствие между экспериментом (кривая 1а) и теорией (кривая 1с) за исключением области значений $\mathbf{H} \approx H_s$. В этой области резонансная частота не обращается в нуль, как это следует из теории, вследствие чего на экспериментальной кривой образуется „щель“ шириной ≈ 200 МГц, аналогичная описанной в [7]. То, что в исследуемом образце частота ФМР $\omega_0 = \gamma H_{\text{эф}}$ должна обращаться в нуль в поле $\mathbf{H} \approx H_s$, следует из общих соображений. В отсутствие внешнего поля \mathbf{H} магнитный момент в анизотропном ферромагнетике находится в

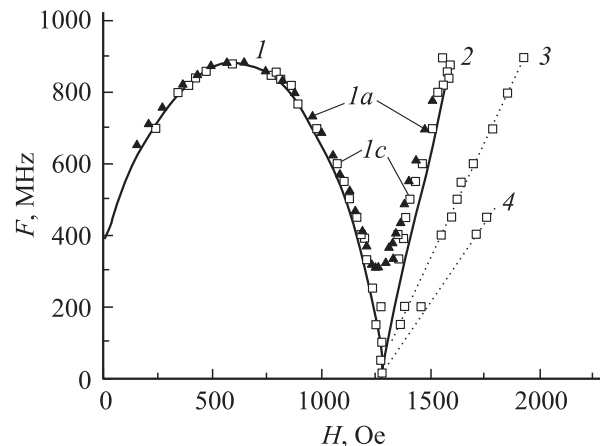


Рис. 2. Частотно-полевые зависимости ФМР в феррит-гранатовой пленке, ориентированной в плоскости (111), для поля $\mathbf{H} \parallel [111]$. 1 — теоретическая кривая, соответствующая поперечному ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$) ФМР в пленке с доменами, 1а — ФМР до модернизации, 1с — после модернизации установки, 2 — однородный ФМР, 3 и 4 — предположительно неоднородный ФМР в насыщенном состоянии образца.

результатирующем поле анизотропии, которое в общем случае складывается из полей одноосной, кубической, орторомбической и других типов кристаллографической анизотропии, а также полей анизотропии формы образца и формы доменов. Это поле является эффективным полем $H_{\text{эф}}$, которое определяет частоту ω_0 в точке $\mathbf{H} = 0$ в спектре ФМР. При включении поля \mathbf{H} вдоль оси трудного намагничивания образца магнитный момент начнет разворачиваться от направления легкого намагничивания к оси трудного намагничивания. Этот разворот будет продолжаться до тех пор, пока внешнее магнитное поле \mathbf{H} не станет равным полю анизотропии. В этой точке эффективное магнитное поле $H_{\text{эф}}$, в котором находится магнитный момент, становится равным нулю и частота ФМР ω_0 соответственно обращается в нуль. В исследуемом образце „легкими“ являются практически любые направления в плоскости (111), а „трудным направлением“, вдоль которого направлено внешнее поле \mathbf{H} , является кристаллографическая ось [111], параллельная нормали \mathbf{n} к поверхности пленочного образца. В точке окончания разворота магнитных моментов в доменах в направлении $\mathbf{n} \parallel [111]$ поле \mathbf{H} есть поле насыщения H_s , в точности равное результатирующему полю анизотропии H_k которое (при отсутствии одноосной анизотропии) имеет вид: $H_k = 4\pi M - 4/3K/M$, где $4\pi M$ — размагничивающее поле (анизотропия формы) пленки, бесконечной в плоскости, а K — первая константа кубической анизотропии. Учитывая, что для исследуемого образца первый член на порядок величины больше второго, можно записать $H_s \approx 4\pi M_s$. Следовательно, всякий раз, когда образец намагничивают вдоль оси трудного намагничивания от нуля и выше поля насыщения намагниченности, частота ФМР должна проходить через нуль в поле, равном полю этой анизотропии. Если магнитное поле \mathbf{H} направить не строго вдоль оси трудного намагничивания, то будет скомпенсирована не вся анизотропия, а только ее проекция на направление поля, и частота ФМР не достигнет нуля, поскольку магнитный момент в этом случае продолжает находиться в некотором ненулевом поле $H_{\text{эф}}$. Другой причиной „незануления“ частоты ФМР может быть различие в симметрии составляющих эффективной анизотропии или недостаточная чувствительность микрополоскового датчика на частотах вблизи нуля.

Для продолжения эксперимента с учетом изложенного выше была проведена следующая модернизация установки ФМР.

1) Поворотное устройство электромагнита было снабжено лазерным оптическим прибором, позволяющим осуществлять ориентацию внешнего магнитного поля с точностью, имеющей несколько угловых минут относительно нормали \mathbf{n} к поверхности пленочного образца.

2) Взамен микрополоска длиной 6 мм в качестве измерительной ячейки использован медный меандр, изготовленный на поликоровой подложке методом фотолитографии (для работы в диапазоне 0.005–1 GHz). Меандр

имел следующие размеры: ширина полоска 0.1 мм, расстояние между полосками 0.1 мм, толщина полоска 0.05 мм. Общая длина полоска в меандре составляла 180 мм. Для диапазона 1–10 GHz расстояние между полосками было 2 мм. В результате такой модернизации чувствительность измерительной ячейки была значительно увеличена.

Частотно-полевая зависимость ФМР в исследуемом образце, полученная с использованием модернизированного радиоспектрометра, представлена на рис. 2 (кривая 1с), из которого следует, что в поле насыщения частота ФМР в исследуемом образце практически обращается в нуль в полном соответствии с теорией.

3. Теоретическая часть

Исследуем, какими факторами обусловлен вид экспериментальной кривой частотно-полевой зависимости ФМР, представленной на рис. 2. Для этого определим вид теоретической кривой с учетом магнитных свойств, доменной структуры и формы исследуемого образца.

1) Рассмотрим бесконечную пластину кубического монокристалла ЖИГ, имеющую отрицательную константу анизотропии K . Ось легкого намагничивания [111] совпадает с нормалью к пластине. Внешнее магнитное поле также перпендикулярно плоскости пленки. При данных условиях насыщение в таком образце наступает в поле $H_s = 4\pi M - 4/3|H_A|$, где $H_A = K/M$. При $H > H_s$ образец насыщен, и частоту ФМР можно определить непосредственно из уравнений Смита–Сула

$$\dot{\theta} = -\frac{\gamma}{M \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \varphi}, \quad \dot{\varphi} = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \theta}, \quad (1)$$

где θ и φ — соответственно полярный и азимутальный углы ориентации вектора намагниченности. Плотность энергии для такой структуры равна

$$U = U_H + U_M + U_A = -MH \cos \theta + 2\pi M^2 \cos^2 \theta - |K| \left(\frac{\sin^4 \theta}{4} + \frac{\cos^4 \theta}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta \cos \theta \cos 3\varphi \right), \quad (2)$$

где U_H , U_M и U_A — соответственно плотности энергии M во внешнем поле, размагничивающего поля пластины, и анизотропии (см. [13]). Подставляя (2) во второе из уравнений (1), сразу находим частоту ФМР, полагая $\theta = 0$

$$\omega = \dot{\varphi} = \gamma \left(H - 4\pi M + \frac{4}{3} |H_A| \right). \quad (3)$$

То, что ω положительная, означает, что отсутствие доменов возможно, если $H > H_s$.

2) Рассмотрим случай, когда внешнее поле \mathbf{H} направлено вдоль нормали к плоскости пленки и меньше поля насыщения образца $H < H_s$. Будем предполагать, что при этом в образце существуют две группы доменов, образующие периодическую полосовую структуру, ориентированную вдоль оси Y , как показано на рис. 3 (пунктиром отмечены проекции на плоскость пленки трех остальных осей третьего порядка).

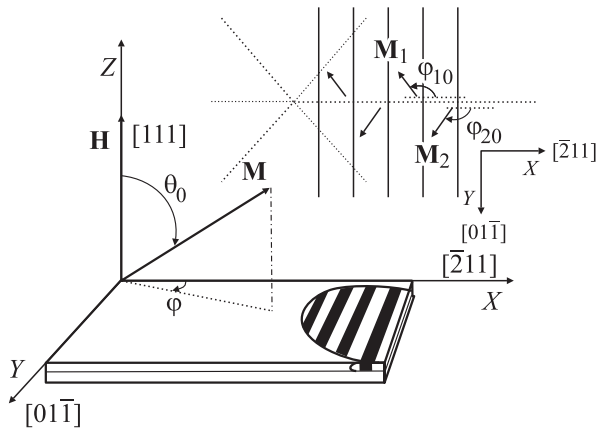


Рис. 3. Система координат и вид (на врезке) доменной структуры, принятые при теоретическом рассмотрении задачи.

Следуя [12] и [13], запишем функцию Лагранжа для такой структуры. С учетом энергии колебаний границ доменов она имеет вид

$$L = T - U - \delta U, \quad (4)$$

где

$$T = 4\pi M^2 \left(\frac{\beta v^2}{2} - \frac{1}{\omega_0} \left(v \cos \theta_1 \dot{\varphi}_1 + (1-v) \cos \theta_2 \dot{\varphi}_2 \right) \right) \quad (5)$$

— плотность кинетической энергии,

$$U = 4\pi M^2 \left(- (v \cos \theta_1 + (1-v) \cos \theta_2) \tilde{H} + \frac{1}{2} (v \cos \theta_1 + (1-v) \cos \theta_2)^2 + q \frac{v \cdot (1-v)}{2} \cdot (\sin \theta_1 \cos \varphi_1 - \sin \theta_2 \cos \varphi_2)^2 - d \cdot \left(v \cdot \left(\frac{\sin^4 \theta_1}{4} + \frac{\cos^4 \theta_1}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta_1 \cos \theta_1 \cos 3\varphi_1 \right) + (1-v) \cdot \left(\frac{\sin^4 \theta_2}{4} + \frac{\cos^4 \theta_2}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta_2 \cos \theta_2 \cos 3\varphi_2 \right) \right) \right) \quad (6)$$

— плотность потенциальной энергии, включающая в себя плотности энергии M во внешнем поле, размагничивающего поля пластины, анизотропии, а также плотность энергии доменных границ (третье слагаемое). Индексы 1 и 2 относятся к двум группам доменов, θ_i и φ_i — полярный и азимутальный углы ориентации вектора намагниченности в каждом домене, v — относительный размер домена, $\omega_0 = 4\pi M\gamma$, а $\beta = m_\gamma b / 4\pi M^2$ (m_γ — масса доменной границы, b — средняя толщина домена). Здесь мы ввели безразмерные константы анизотропии $d = |H_A| / 4\pi M$ и внешнее поле $\tilde{H} = H / 4\pi M$. Параметр q , зависящий от толщины пленки, определяет вклад в полную энергию размагничивающего поля доменов и подлежит экспериментальному определению (для

бесконечно тонкого домена он равен 0, это означает, что полупериод полосовой структуры значительно больше толщины пленки). Плотность энергии переменного поля имеет вид

$$\delta U = 4\pi M^2 \times \tilde{h} \left(v \left(\sin \theta_h \sin \theta_1 \cos(\varphi_1 - \varphi_h) + \cos \theta_h \cos \theta_1 \right) + (1-v) \left(\sin \theta_h \sin \theta_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_h) + \cos \theta_h \cos \theta_2 \right) \right), \quad (7)$$

где $\tilde{h} = h / 4\pi M$. В отсутствие возмущения δU равновесную ориентацию векторов намагниченности можно определить из условий равновесия

$$U_{\theta_1} = U_{\theta_2} = U_{\varphi_1} = U_{\varphi_2} = U_v = 0, \quad (8)$$

откуда, дифференцируя (6), сразу находим

$$v_0 = \frac{1}{2}, \quad \varphi_{10} = -\varphi_{20} = \frac{2\pi}{3}, \quad \theta_{10} = \theta_{20} = \theta_0 \quad (9)$$

(рис. 3 для угла φ в доменах), а равновесное значение угла θ_0 связано с полем соотношением

$$\tilde{H} = \cos \theta_0 + d \left(\cos(\theta_0) \cdot \left(1 - \frac{7}{3} \cos^2(\theta_0) \right) + \sqrt{2} \sin(\theta_0) \cdot \left(1 - \frac{4}{3} \sin^2(\theta_0) \right) \right). \quad (10)$$

Соответствующая зависимость представлена на рис. 4. Как видно из рисунка, в исследуемом образце в нулевом поле равновесный угол выхода векторов \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 из плоскости пленки составляет более одного градуса. Видно также, что, поскольку в области $H \approx H_s$ имеется отрицательная зависимость $\theta_0(H)$, в состоянии насыщения образец переходит скачком, величина которого

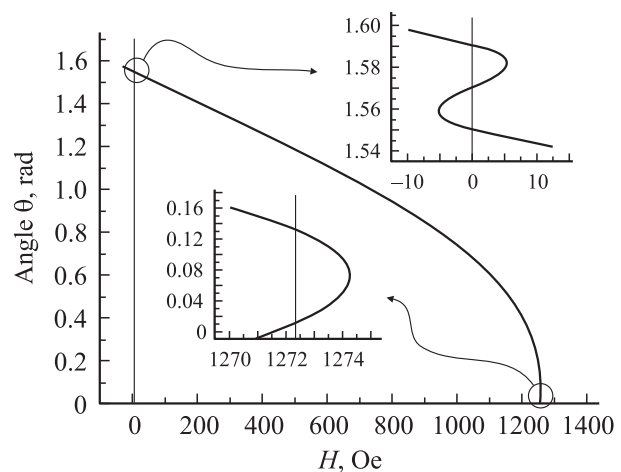


Рис. 4. Зависимость полярного угла θ от поля \mathbf{H} . В нулевом поле и поле насыщения намагниченности существуют участки с отрицательным наклоном, приводящие к особенностям на кривой намагничивания и пикам на кривой магнитной восприимчивости.

составляет ~ 3 градуса. Указанные особенности зависимости $\theta_0(H)$ обусловлены исключительно наличием кубической магнитной анизотропии в исследуемом образце и отсутствуют в случае $H_A = 0$.

Записывая для данной системы уравнения Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial (\cos \theta_i)} \right) = \frac{\partial L}{\partial (\cos \theta_i)}, \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}_i} \right) = \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}_i},$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{v}} \right) = \frac{\partial L}{\partial \dot{v}} \quad (11)$$

и раскладывая производные вблизи равновесных значений (полагая массу доменной границы бесконечно большой, поскольку намагничивание идет за счет процессов вращения), находим, решая полученную систему, что частотно-полевые зависимости ФМР имеют вид

$$y_{1,2} = \frac{1}{2} \left(c_1 \pm \sqrt{c_1^2 - 4c_2} \right), \quad (12)$$

где y_1 и y_2 выражаются через частоту ФМР и равновесный угол следующим образом:

$$y_{1,2} = \left(\frac{\sin(\theta_0)}{2} \frac{\omega_{1,2}}{\omega_0} \right)^2. \quad (13)$$

Коэффициенты c_1 и c_2 равны

$$c_1 = u_{\theta+} u_{\varphi+} + u_{\theta-} u_{\varphi-}, \quad c_2 = u_{\theta+} u_{\varphi-} (u_{\theta-} u_{\varphi+} - 4u_{\theta\varphi}^2),$$

где

$$u_{\varphi\pm} = u_{\varphi\varphi} \pm u_{\varphi_1\varphi_2}, \quad u_{\theta\pm} = u_{\theta\theta} \pm u_{\theta_1\theta_2},$$

$$u_{\theta\theta} = \frac{1}{2} \left(\cos \theta_0 \cdot \tilde{H} + \frac{3}{2} \sin^2 \theta_0 - 1 + \frac{1}{8} q \sin^2 \theta_0 - d \cdot \left(7 \sin^2(\theta_0) \cos^2(\theta_0) - \sin^4(\theta_0) - \frac{4}{3} \cos^4(\theta_0) + 2 \cdot \sqrt{2} \cdot \sin \theta_0 \cos \theta_0 \left(1 - \frac{8}{3} \sin^2(\theta_0) \right) \right) \right),$$

$$u_{\varphi\varphi} = \frac{3}{4} \cdot \sin(\theta_0) \cdot \left(\frac{q}{4} + \sqrt{2} \cdot d \cdot \sin(2 \cdot \theta_0) \right),$$

$$u_{\theta_1\theta_2} = \frac{1}{4} \left(\sin^2 \theta_0 - \frac{1}{4} q \cos^2 \theta_0 \right), \quad u_{\varphi_1\varphi_2} = \frac{3}{16} q \sin^2 \theta_0. \quad (14)$$

Подставляя ранее найденные значения констант ($\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ 1/s Oe, $H_A = 45$ Oe, $4\pi M = 1350$ Oe) и полагая $q = 0.01$, по этим выражениям можно получить частотно-полевые зависимости, представленные для поперечных колебаний на рис. 2 (сплошная линия).

4. Обсуждение результатов

Рассмотрим, как соотносятся полученные результаты с результатами полученными другими авторами, исследовавшими пленки ЖИГ [16] и замещенного ЖИГ [7], а также использовавшими, как и в данной работе, автодинную методику для исследования ВЧМВ и ФМР.

Напомним, что эта методика позволяет наблюдать за изменением поглощения ВЧ энергии исследуемым образцом в задающем колебательном контуре измерительного генератора ВЧ мощности при воздействии на образец внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H} и ВЧ поля \mathbf{h} при их ортогональной или параллельной взаимной ориентации. Частота Ω поля \mathbf{h} устанавливалась в пределах 5–25 [16] или 5 МГц [7]. В обоих случаях чувствительный элемент измерительной схемы, будь то катушки Гельмгольца или плоская многовитковая катушка, является индуктивностью в колебательном контуре, добротность которого изменяется под воздействием исследуемого образца, что приводит к изменению амплитуды и сдвигу частоты ВЧ колебаний измерительного генератора. То, что в одном случае исследователь следит за сигналом, пропорциональным амплитуде, а в другом — за сдвигом частоты, существа дела не меняет. При этом не имеет значения, каков характер процессов, приводящих к изменению магнитного состояния образца — оно будет зарегистрировано только в результате возрастания уровня поглощения ВЧ мощности (магнитных потерь в образце). Следовательно, для идентификации процессов, происходящих в образце под влиянием поля \mathbf{H} , помимо измерения ВЧМВ требуется проведение дополнительных исследований (наблюдения в микроскоп за доменной структурой, построения кривой намагничивания, измерения параметров ФМР и др.).

Если при исследовании пленки типа ЖИГ по описанной схеме реализуется условие $\Omega = \omega_0 = \gamma H_{\text{эф}}$, эти устройства регистрируют „скачок“ ВЧ восприимчивости, но в этом случае его причиной будет резонансное поглощение ВЧ мощности в образце в резонансе ФМР, поскольку ФМР по определению есть избирательное поглощение (в данном случае пленкой ЖИГ) энергии электромагнитного поля на частоте, совпадающей с собственной частотой ω_0 прецессии магнитных моментов системы электронов во внутреннем эффективном магнитном поле $H_{\text{эф}}$ [13].

В [16] исследована ВЧМВ в полях $H < 100$ Oe в диапазоне частот $\omega = 5-25$ МГц, что намного ниже значений ω_0 для толстой ($5-7 \mu\text{m}$) пленки ЖИГ в таком поле при любой взаимной ориентации векторов \mathbf{H} , \mathbf{h} и кристаллографической оси [111]. По этой причине этот эксперимент свободен от проявления побочного (с точки зрения заявленных целей исследования в [16]) эффекта ФМР. Это позволило авторам работы [16] наблюдать аномальную ВЧМВ, обусловленную только процессами критической перестройки ДС в исследуемой пленке ЖИГ. При этом показано, что сам по себе переход пленки из многодоменного в монодоменное (насыщенное) состояние в точке $H \approx H_s$ не является критическим процессом в том смысле, что не сопровождается аномалией ВЧМВ.

Экспериментально наблюдаемое резонансное поглощение ВЧ (5–20 МГц) мощности в точке $\mathbf{H} \approx 1300$ Oe (рис. 1) соответствует области частот однородной прецессии намагниченности для исследуемого образца, как

это следует из рис. 2, и поэтому не может рассматриваться вне связи с ФМР.

Как уже отмечалось, указанная выше аномалия ВЧМВ интерпретируется в [7] как „скачок магнитной восприимчивости вследствие ОФП-2“. При этом важная роль в аргументации в пользу этой версии отводится форме частотно-полевой зависимости ФМР, которая в [7] соответствует экспериментальной кривой Ia на рис. 2, полученной в данной работе. Обращается особое внимание на выраженные минимумы в малых полях и в поле порядка 1300 Ое, т.е. в „точке начала переориентации“ (первый ОФП) и „точке завершения переориентации“ (второй ОФП), и постулируется, что „наблюдаемый спектр соответствует мягким квазиферромагнитным модам, так как они всегда имеют минимальную частоту в точках ОФП-2“. Наличие энергетической щели в области $H \approx 1300$ Ое ($\nu_0 \approx 200$ МГц) также трактуется в [7] в пользу версии ОФП по аналогии с редкоземельными ортоферритами, в которых такая щель наблюдается в точке фазового перехода как „результат динамического взаимодействия различных колебательных систем магнетика“. Более того, в [7] сделан теоретический расчет, согласующийся с экспериментальной величиной $\nu_0 \approx 200$ МГц.

Контраргументы авторов данной работы, основанные на приведенных выше результатах экспериментального и теоретического исследований идентичного образца феррит-гранатовой пленки, сводятся к следующему ряду.

1) Установлен ряд причин, потенциально определяющих наблюдаемые скачки ВЧМВ в исследованном образце феррит-гранатовой пленки и при этом не связанных с каким-либо фазовым переходом. Во-первых, это необратимое вращение [18] векторов спонтанной намагниченности \mathbf{M} в полосовых доменах в области $H \approx 1300$ Ое. Как следует из зависимости полярного угла θ от поля $\mathbf{H} \parallel [111]$ (рис. 4), в точке $\mathbf{H} = H_s$ прекращается плавный разворот векторов \mathbf{M} в направлении поля $\mathbf{H} \parallel [111]$, и при дальнейшем увеличении поля векторы \mathbf{M} скачком переходят в положение $\mathbf{M} \parallel [111]$. В работе [16] показано, что такая резкая перестройка ДС всегда сопровождается аномалией ВЧМВ.

Во-вторых, это ФМР, который реализуется, в частности, во внешнем поле $\mathbf{H} \parallel [111]$ при $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ в точке $\omega = 5$ МГц, $H \approx 1300$ Ое, что соответствует „координатам“ второго скачка ВЧМВ для исследуемого образца (рис. 1 и 2). В этой связи следует отметить, что автодинная методика, оперирующая электромагнитными колебаниями с частотой 5 МГц, ошибочно трактуется в [7] как метод статической магнитной восприимчивости, тогда как общепринятым является ее определение как метода ВЧ восприимчивости [16,19]. Коль скоро на этой частоте наблюдается такой сугубо динамический эффект, как ФМР, то это уже не статика. Но даже аномалия статической магнитной восприимчивости еще не является однозначным признаком ОФП, о чем свидетельствует, например, вид кривой намагничивания магнитоодносных феррит-гранатовых пленок в окрестности поля коллапса ЦМД, где заведомо отсутствует ОФП [19].

Аномалия ВЧМВ в точке $\mathbf{H} \parallel [111] = 0$ также обусловлена необратимыми процессами вращения намагниченности [18], что в свою очередь является следствием присутствия кубической анизотропии.

2) Показано, что в окрестности точки $\mathbf{H} \approx H_s$ не проявляется критическая спиновая динамика как характерное изменение скорости спиновой релаксации на границе фазового перехода второго рода (см. раздел 2.2).

3) Показано, что присутствие „щели“ в спектре ФМР исследованного образца есть следствие некорректного измерения, которое проведено в [7] без прецизионной ориентации внешнего поля относительно оси [111] образца с использованием микрополоскового датчика, чувствительность которого для этой пленки на частотах ниже 200 МГц является недостаточной. Применение более чувствительного датчика и оптического устройства прецизионного ориентирования электромагнита по лазерному лучу позволило авторам настоящей работы (на той же установке и на идентичном образце) прецизионно сориентировать внешнее поле относительно оси [111] образца и получить реальный спектр ФМР на частотах 5–200 МГц, не содержащий „щели“ (рис. 2, зависимость Ic). По версии [7], второй ОФП-2 реализуется при нулевом значении угла разориентации θ между вектором \mathbf{H} и осью [111]: „при $\theta \neq 0$ переход исчезает“ (цитата). Как следует из рис. 2, наличие щели в спектре ФМР как раз указывает на разориентацию ($\theta \neq 0$), при которой (по утверждению авторов версии) ОФП-2 не реализуется. В таком случае нет оснований интерпретировать наличие минимума в спектре ФМР при $H \approx 1300$ Ое как „размягчение... мягкой моды в точке завершения переориентации“.

4) Показано, что наличие минимума в спектре ФМР при $H \approx 1300$ Ое следует из теории ФМР как результат обращения в нуль эффективного магнитного поля, относительно которого прецессируют векторы \mathbf{M} (раздел 4, рис. 2). Наличие минимума при $H = 0$ так же обосновывается теорией ФМР для кубического ферромагнетика с ненулевым значением энергии кубической магнитной анизотропии (рис. 2), которому подобен исследуемый образец в условиях данного эксперимента. Теоретический расчет, сделанный в [7] без учета кубической магнитной анизотропии и реальной величины вклада размагничивающих полей доменов в столь тонкой пленке, привел к расхождению с экспериментом, что было ошибочно интерпретировано в пользу версии ОФП (а именно, как результат „размягчения... мягкой моды в точках начала и завершения переориентации“ [7]).

5) Первый ОФП-2 в исследуемом образце определяется в [7] как вывод магнитного момента в доменах из положения „строго в плоскости пленки“ (т.е. $\mathbf{M} \perp [111]$) при $H = 0$ в положение „под углом к плоскости пленки“ при $H \neq 0$. В таком случае исходная фаза $\mathbf{M} \perp [111]$ на магнитной фазовой диаграмме не имеет области существования по полю $\mathbf{H} \parallel [111]$, которое должно индуцировать ОФП. С точки зрения теории фазовых переходов Ландау это невозможно. Кроме того, расчет, сделанный

нами с учетом экспериментально измеренной константы кубической анизотропии, показывает, что даже в столь тонком образце уже в поле $H = 0$ намагниченности \mathbf{M} в доменах выведены из плоскости пленки и образуют с ней угол $\alpha \approx 1^\circ$ (расчет в разделе 4). Иными словами, в точке $H = 0$ ОФП-2 отсутствует по определению.

б) Второй ОФП-2 определяется в [7] как завершение переориентации векторов \mathbf{M} из положения „под углом к плоскости пленки“ (при $H < H_s$) в положение $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$ при $H \approx H_s$. Таким образом, предполагается возможным существование в исследуемом образце двух магнитных фаз $\mathbf{M} \perp [111]$ и $\mathbf{M} \parallel [111]$, между которыми происходит индуцированный ориентационный переход через третью (угловую) фазу. Напомним, что согласно феноменологической теории Ландау ФП есть переход между магнитными фазами, возможными в данном кристалле, которые определяются условиями минимума его термодинамического потенциала [8,9]. Вопрос о том, какие магнитные фазы возможны в кубическом ферромагнетике (каковым правомерно рассматривать феррит-гранат с парамагнитной редкоземельной подрешеткой), исследован теоретически и экспериментально в работе [20]. Показано, что:

1) в данной системе возможно существование только трех высокосимметричных магнитных фаз $\mathbf{M} \parallel [100]$, $\mathbf{M} \parallel [110]$, $\mathbf{M} \parallel [111]$ и „не возникает равновесных угловых фаз, т.е. таких состояний, в которых направление намагниченности не совпадает с этими осями“ [8,9];

2) во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \parallel [111]$ возможен переход в фазу $\mathbf{M} \parallel [111]$ только из фазы $\mathbf{M} \parallel [100]$ или $\mathbf{M} \parallel [110]$, при этом оба перехода являются ОФП первого рода; экспериментальная проверка этих выводов проведена на редкоземельных ферритах-гранатах в магнитном поле с помощью измерений намагниченности, восприимчивости и ЯМР [20].

Таким образом, следует признать, что утверждение авторов работы [7] о наблюдении ОФП-2 в тонкой феррит-гранатовой пленке представляется теоретически и экспериментально необоснованным.

Некоторые полученные в настоящей работе результаты интересны с научной точки зрения, но остаются без должного анализа, поскольку выходят за рамки данной работы. В частности, экспериментальное наблюдение магниторезонансных мод, соответствующих прямым 3 и 4 на рис. 2, должно быть предметом отдельного исследования. Здесь выскажем лишь предположение о том, что, возможно, речь идет о возбуждении спин-волновых резонансов вдоль поверхности пленки, обусловленных неоднородным ВЧ полем микрополоскового меандра.

Список литературы

- [1] Е.И. Николаев, А.И. Линник, В.Н. Саяпин. ЖТФ **17**, 17, 85 (1991).
- [2] Е.И. Николаев, А.И. Линник, В.Н. Саяпин. Микроэлектроника **21**, 6, 86 (1992).
- [3] М. Inoue, K. Arai, T. Fujii, M. Abe. J. Appl. Phys. **83**, 11, 6768 (1998).
- [4] I.L. Lyubchanskii, N.N. Dodoenkova, M.I. Lyubchanskii, E.A. Shapovalov, Th. Rasing, A. Lakhtakia. Proc. SPIE, **4806**, 302 (2002).
- [5] A.M. Grishin, V.S. Dellalov, V.F. Shkar, E.I. Nikolaev, A.I. Linnik. Phys. Lett. **140**, 3, 133 (1989).
- [6] А.М. Гришин, В.С. Деллалов, Е.И. Николаев, В.Ф. Шкарь. ЖЭТФ **104**, 4(10), 3450 (1993).
- [7] В.Д. Бучельников, Н.К. Даньшин, А.И. Линник, Л.Т. Цымбал, В.Г. Шавров. ЖЭТФ **122**, 1(17), 122 (2002).
- [8] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 320 с.
- [9] А.К. Звездин, В.М. Матвеев, Ф.Ф. Мухин, Ф.И. Попов. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. Наука, М. (1985). 296 с.
- [10] Т.Н. Тарасенко. Автореф. канд. дис. ДФТИ, Донецк (1986).
- [11] Е.И. Николаев, И.А. Красин. Кристаллография **33**, 2, 478 (1988).
- [12] К.Б. Власов, Л.Г. Оноприенко. ФММ **15**, 1, 45 (1963).
- [13] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
- [14] И.Е. Дикштейн, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, Е.С. Чижик. ЖЭТФ **90**, 2, 614 (1986).
- [15] King-Ye Tang. J. Appl. Phys. **61**, 8, 4259 (1987).
- [16] Б.А. Беляев, С.Н. Кулинич, В.В. Тюрнев. Препринт ИФ им. Л.В. Киренского № 556Ф. Красноярск (1989).
- [17] В.Н. Бержанский, В.И. Иванов. Препринт ИФ им. Л.В. Киренского № 405Ф. Красноярск (1986).
- [18] Г.С. Кринчик. Физика магнитных явлений. Изд-во МГУ, М. (1985). 336 с.
- [19] Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах / Под ред. Н.Н. Евтихиева, Б.Н. Наумова. Радио и связь, М. (1987). 488 с.
- [20] В.Г. Барьяхтар, В.А. Бородин, В.Д. Дорошев. ЖЭТФ **74**, 600 (1978).