

Влияние наведенной одноосной анизотропии на доменную структуру и фазовые переходы пленок железиттриевого граната

© А.В. Вашковский, Э.Г. Локк, В.И. Щеглов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Московская обл., Россия

E-mail: svg318@ire216.msk.su

(Поступила в Редакцию 24 ноября 1998 г.
В окончательной редакции 23 марта 1999 г.)

Исследовано влияние наведенной одноосной анизотропии на свойства и параметры доменных структур и фазовых переходов в пленках железиттриевого граната. На основе измерений и полученных формул определена разность между намагниченностью и полем одноосной анизотропии для каждой из пленок, а также измерены параметры доменных структур и фазовых переходов пленок для случаев их намагничивания параллельно и перпендикулярно проекциям кристаллографических осей типа [111] на плоскость пленки. Установлено, что для выращенных в плоскости (111) пленок чистого ЖИГ характерно существование некоторой критической величины поля одноосной анизотропии. Обнаружено, что в пленках с полем одноосной анизотропии, большим критической величины, и в пленках с полем одноосной анизотропии, меньшим критической величины, существенно различаются такие параметры доменных структур, как отношение ширины доменов к толщине пленки, ориентация намагниченности доменов, ориентация доменных границ, величины полей фазовых переходов.

Пленки железиттриевого граната (ЖИГ), выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложках из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ), отличаются от объемных монокристаллов ЖИГ наличием наведенной (или ростовой) одноосной анизотропии, которая возникает из-за незначительного рассогласования периодов кристаллических решеток ЖИГ и ГГГ. Как показали многолетние исследования [1,2], в намагниченных до насыщения пленках чистого (без примесей) ЖИГ поле одноосной анизотропии не оказывает заметного влияния ни на свойства самих пленок, ни на физику волновых процессов в пленках. Однако в ненасыщенных пленках ЖИГ может сложиться совершенно иная ситуация: поскольку энергия наведенной одноосной анизотропии оказывается одного порядка с дипольной энергией и энергией кубической анизотропии, то даже небольшое изменение поля одноосной анизотропии от пленки к пленке может существенно повлиять как на формирование доменных структур, так и на поведение спиновых волн. Именно такая картина, наметившаяся после появления работ [2–6], отчетливо проявилась в исследованиях [7–10], в которых описывается различное поведение доменных структур, их фазовых переходов и характеристик спиновых волн, что дало основание авторам [7–10] предполагать существование двух различных типов пленок чистого ЖИГ. В настоящей работе теоретически и экспериментально вскрываются причины, приводящие к разделению эпитаксиальных пленок чистого ЖИГ на два различных типа, исследуется влияние магнитных параметров пленок ЖИГ на поведение и фазовые переходы различных доменных структур при касательном намагничивании этих пленок.

1. Свойства доменных структур пленок ЖИГ. Роль одноосной анизотропии

Доменные структуры, возникающие в эпитаксиальных пленках ЖИГ на подложках из ГГГ, описаны во многих работах, выполненных после появления таких пленок (см., например, [3–5]). Однако в этих первых работах использовались прямоугольные образцы небольших размеров, что приводило к краевым искажениям доменной структуры (ДС), возникновению в ней нерегулярностей [5] и усилению ее коэрцитивности. Ориентация кристаллографических осей в плоскости пленки, как правило, не контролировалась [5,6], а величины полей кубической и одноосной анизотропии не измерялись. Таким образом, общая картина возникновения и поведения ДС в пленках ЖИГ оставалась неясной, а сравнение эксперимента с теорией, сопоставление и систематизация результатов, полученных разными исследователями, оказались затруднены. Лишь недавно в наших работах [8,10] были описаны общие закономерности изменения ДС в наиболее распространенных пленках чистого ЖИГ (выращенных в плоскости (111) и не содержащих примесей), касательно намагничиваемых однородным магнитным полем H_0 . Эти закономерности были выявлены благодаря статистическому анализу результатов, полученных на разных образцах, и контролю ориентации кристаллографических осей в плоскости пленок относительно H_0 .

Общим свойством всех касательно намагничиваемых пленок чистого ЖИГ, описанных в [8,10], является возникновение в них регулярной полосовой ДС, которая

изменяется повторяющимся образом при циклическом изменении величины приложенного поля H_0 от нуля до значения, превышающего насыщающее, и обратно (ДС изменяется таким образом после первоначального намагничивания пленки до насыщения, устраняющего влияние случайной предшествующей ДС). Также общим для всех пленок является существенное различие в поведении ДС при намагничивании пленок вдоль проекций осей типа [111] на плоскость пленки (оси трудного намагничивания h) и при намагничивании пленок в перпендикулярных направлениях (оси легкого намагничивания s). В этих двух случаях в пленках наблюдается различное количество фазовых переходов, при которых сменяют друг друга разные типы регулярных или квазирегулярных¹ ДС, отличающихся по форме (линейные и зигзагообразные) либо по ширине полосовых доменов (симметричные и несимметричные).

В то же время выяснилось (см. [8,10]), что все пленки чистого ЖИГ можно разделить на два типа. В пленках первого типа при наблюдении в микроскоп ДС выглядит высококонтрастной, что свидетельствует о существенном отклонении векторов намагниченностей доменов от плоскости пленки.² В пленках второго типа ДС низкоконтрастна, векторы намагниченности ориентированы вблизи плоскости пленки. При циклическом изменении величины приложенного поля H_0 (увеличении и уменьшении в интервале от 0 до значения, превышающего насыщающее) поведение ДС в пленках обоих типов также существенно различается: в пленках первого типа поведение и параметры ДС однозначно определяются величиной H_0 (гистерезис отсутствует), в то время как в пленках второго типа параметры ДС изменяются гистерезисным образом.

На первый взгляд совершенно не ясны причины, вызывающие столь существенные различия в ДС пленок обоих типов. Действительно, технологические условия выращивания всех пленок полностью идентичны, толщины примерно одинаковы (5–20 μm). Параметры пленок, измеренные в насыщенном состоянии, отличаются мало — в пределах ошибок измерений (методы измерения параметров и их величины описываются в дальнейшем). При этом все пленки имеют наведенную одноосную анизотропию (за счет механических напряжений подложки), ось которой отклонена от нормали к плоскости пленки в пределах нескольких градусов. Лишь эффективные намагниченности насыщения пленок, определенные по аппроксимации измеренных дисперсионных

кривых для поверхностных магнитостатических (МСВ) в рамках формул Дэймона–Эшбаха [11], отличались в пределах $\cong 150$ G (мы используем здесь термин “эффективные намагниченности”, поскольку поля одноосной и кубической анизотропий в модели Дэймона–Эшбаха не учитываются).

Таким образом, практически никакой видимой корреляции между параметрами пленок в насыщенном состоянии и разделением пленок на два типа, различающихся характером ДС, обнаружено не было.

В то же время мы полагаем, что описанные выше различия в характере и поведении ДС могут быть обусловлены малыми вариациями поля одноосной анизотропии относительно некоторого критического значения, лежащего в пределах 50–200 Oe (об этом свидетельствуют и небольшие различия в величинах эффективных намагниченностей пленок, упоминавшиеся выше).

Действительно, равновесная ориентация вектора намагниченности внутри доменов в пленке в отсутствие внешнего поля обусловлена главным образом двумя факторами: полем анизотропии и полем размагничивания. Для простоты ограничимся рассмотрением одноосной анизотропии с осью легкого намагничивания, перпендикулярной плоскости пленки, что близко к реальной ситуации в пленках ЖИГ. Учет кубической анизотропии ввиду ее малости и высокой степени симметрии приведет лишь к небольшим поправкам, не меняющим порядка величины оцениваемых параметров. Поле размагничивания в насыщенном состоянии определяется только формой пленки, тогда как при наличии ДС оно также зависит от отношения ширины доменов к толщине пленки (предполагается, что доменные границы перпендикулярны плоскости пленки). Выберем систему координат, в которой плоскость yOz совпадает с плоскостью пленки, а ось Ox перпендикулярна ей. Выражение для плотности энергии в этой системе координат имеет вид

$$W = K(M_y^2 + M_z^2)M_0^{-2} + 2\pi GM_x^2, \quad (1)$$

где K — константа одноосной анизотропии, $M_{x,y,z}$ — компоненты вектора намагниченности, M_0 — намагниченность насыщения, G — коэффициент, определяющий размагничивающий фактор (сразу оговоримся, что использование здесь понятия размагничивающего фактора не вполне корректно ввиду неоднородности поля внутри домена, однако для грубой оценки указанной неоднородностью можно пренебречь). Для пленки без доменов $G = 1$. Для пленки с доменами $G < 1$ и определяется конкретной формой доменов. С точностью до постоянного слагаемого приведенное выше выражение можно записать в виде

$$W = (K - 2\pi GM_0^2)(M_y^2 + M_z^2)/M_0^2. \quad (2)$$

Найдя равновесное положение вектора намагниченности, получаем, что намагниченность лежит в плоскости пленки при $H_a < H_{MG}$ и ориентирована перпендикулярно плоскости пленки при $H_a > H_{MG}$. Здесь $H_a = 2K/M_0$ —

¹ Термином квазирегулярная, как и в [10], мы называем ДС, отличающуюся от регулярной наличием редких незначительных искажений, которые практически не влияют на параметры распространяющихся магнитостатических волн с длиной, намного превышающей размер искажения.

² Мы хотели бы обратить внимание, что вместо выражения “вектор намагниченности доменов ориентирован вблизи нормали к плоскости пленки”, используемого в наших работах [8,10] для характеристики пленок первого типа, более корректно употреблять используемое в данной работе выражение “вектор намагниченности доменов существенно отклонен от плоскости пленки”.

поле одноосной анизотропии, $H_{MG} = 4\pi GM_0$ — перпендикулярное плоскости пленки эффективное размагничивающее поле, полученное с учетом формы доменов.

Оценим H_{MG} . Это поле складывается из действия двух факторов: размагничивающего поля формы одного конкретного домена (предполагается, что все домены одинаковы); полей создаваемых в этом домене соседними доменами. Очевидно, что в пленках второго типа, в которых ширина домена порядка толщины пленки, размагничивающий фактор домена в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, велик и приближается к 4π (т.е. G — к единице), поэтому ориентация вектора намагниченности в этом случае мало отличается от случая пленки без доменов (так как намагниченность способна выйти из плоскости только при полях анизотропии порядка или больших $4\pi M_0 = 1750$ Ое). Рассмотрим теперь пленки первого типа, в которых ширина домена меньше толщины пленки. Размагничивающий фактор формы домена проще всего можно учесть в приближении эллипсоида. При ширине домена $2-4 \mu\text{m}$ и толщине пленки около $12 \mu\text{m}$ размагничивающий фактор формы (в единицах 4π) составляет 0,2, что дает размагничивающее поле формы — 350 Ое. Действие соседних доменов уменьшает эту величину приблизительно в 1,5 раза, что дает 200 Ое. Таким образом, если поле одноосной анизотропии меньше 200 Ое, вектор намагниченности должен лежать в плоскости пленки, если оно больше этой величины, вектор намагниченности должен быть перпендикулярен плоскости пленки. Наличие в пленке ЖИГ кубической анизотропии с полем 80 Ое уменьшает указанную критическую величину до значения $\cong 120$ Ое. Таким образом, даже небольшое изменение поля анизотропии относительно критической величины ($\cong 120$ Ое) резко меняет равновесную ориентацию вектора намагниченности — от параллельной плоскости пленки до перпендикулярной. Это обстоятельство и приводит к тому, что в эксперименте наблюдаются два существенно различных вида доменной структуры при видимой схожести параметров обоих типов пленок, определенных в насыщенном состоянии.

2. Расчет частоты ферромагнитного резонанса при различных ориентациях поля

Предполагаемая нами роль одноосной анизотропии в организации доменных структур пленок ЖИГ, изложенная выше, естественно является в значительной степени гипотетической и нуждается в более строгом теоретическом и экспериментальном обосновании. В частности, поведение доменных структур сильно зависит от параметров пленки, которые могут быть измерены с хорошей точностью [1,12–19]. С этой целью в настоящем разделе рассматривается взаимосвязь между частотой ферромагнитного резонанса (ФМР), совпадающей с начальной частотой спектра поверхностных МСВ, и остальными

магнитными параметрами ферритовых пленок. Мы полагаем, что анализ экспериментальных результатов (см. раздел 4), основанный на приводимых в данном разделе формулах, в значительной степени обосновывает выдвигаемую нами гипотезу.

В соответствии с выбранной в разделе 1 системой координат ось одноосной анизотропии и одна из кристаллографических осей типа [111] направлены вдоль оси Ox . Направим внешнее поле вдоль оси Oz и рассмотрим два случая.

1) Поле параллельно какой-либо оси трудного намагничивания h .

2) Поле параллельно какой-либо оси легкого намагничивания s .

Выполняя вычисления, аналогичные [12–15,20], получаем резонансную частоту для первого случая в виде

$$f^h = \frac{\gamma}{2\pi} \left\{ \left(H_0 - 3\sqrt{2}H_k M_x^e / M_0 \right) \left[H + 4\pi M_0 - H_a + H_k \left(1 - \sqrt{2}M_x^e / M_0 \right) \right] \right\}^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь

$$\frac{M_x^e}{M_0} = - \frac{\sqrt{2}H_k / 3}{H_0 + 4\pi M_0 - H_a + H_k}, \quad (4)$$

$$H_a = 2K / M_0, \quad (5)$$

$$H_k = K_1 / M_0, \quad (6)$$

где γ — гиромагнитное отношение для электрона, H_0 — внешнее магнитное поле, M_0 — намагниченность насыщения, H_a — поле одноосной анизотропии. Заметим, что в наших обозначениях H_k равно половине поля кубической анизотропии $H_{ak} = 2K_1 / M_0$. Полученная формула является приближенной и выполняется тем точнее, чем больше поле H_0 (например, для ЖИГ с $4\pi M_0 = 1750$ Г, $H_k = 40$ Ое и $H_a < 200$ Ое, при $H_0 \geq 500$ Ое погрешность не превышает 1%).

Аналогично для второго случая получаем

$$f^s = \frac{\gamma}{2\pi} \left[H_0(H_0 + 4\pi M_0 - H_a + H_k) - 2H_k^2 \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Эта формула в рамках принятой модели является точной.

Из рассмотрения приведенных формул видно, что намагниченность насыщения M_0 и поле одноосной анизотропии H_a находятся в них только в комбинации вида $4\pi M_0 - H_a$ и нигде не входят по отдельности. Причина этого состоит в том, что выражения для плотности энергии одноосной анизотропии и размагничивающего поля пленки (как тонкой пластины) с точностью до констант тождественны. Измерение ориентационных зависимостей частоты однородного ФМР не позволяет измерить M_0 и H_a по отдельности. В то же время из (3) и (7) можно получить выражения для определения разности $R = 4\pi M_0 - H_a$, имеющие вид

$$R^h = \frac{(2\pi f^h / \gamma)^2}{H_0 - 3\sqrt{2}H_k M_x^e / M_0 - H_0 - H_k \left(1 - \sqrt{2}M_x^e / M_0 \right)}, \quad (8)$$

$$R^s = [(2\pi f^s / \gamma)^2 - H_0(H_0 + H_k) + 2H_k^2] / H_0. \quad (9)$$

В (8) входит величина M_x^e / M_0 , которая сама определяется через R по формуле (4). Однако для чистого ЖИГ при $H_0 > 400$ Ое значение M_x^e / M_0 по сравнению с H_0 / H_k мало, поэтому при первоначальном расчете для нахождения M_x^e / M_0 можно положить $R = 4\pi M_0 - H_a = 1750$ Г, а затем, найдя новое значение R , использовать его для уточнения полученного результата и так далее. Такой процесс последовательных приближений сходится очень быстро и, как показал расчет, уже на втором-третьем шаге дает погрешность менее 1 Ое.

3. Методы изменения параметров пленок. Экспериментальная установка

В экспериментах измерялась начальная частота спектра поверхностных МСВ (ПМСВ), которой соответствовали волновые числа k , близкие к нулю. При столь малых значениях k указанная частота практически совпадает с частотой ФМР. Для измерения начальной частоты спектра ПМСВ в исследуемых пленках ЖИГ с помощью подвижных антенн и установки, подробно описанной в [8], возбуждались ПМСВ. Измерения проводились при температуре $t = 20^\circ\text{C}$. Пленки ЖИГ намагничивались в плоскости постоянным магнитным полем H_0 , величина которого могла изменяться от 0 до 500 Ое.

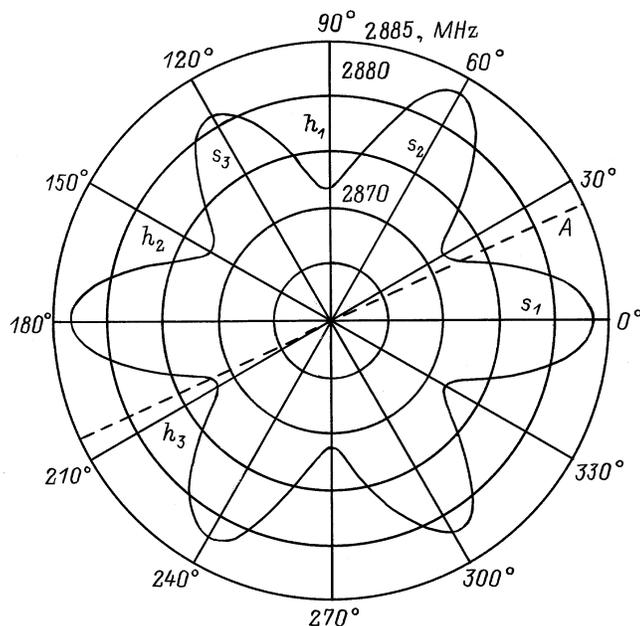


Рис. 1. Типичная ориентационная зависимость частоты ФМР f от направления внешнего магнитного поля H_0 в плоскости пленки (угла φ), измеренная при $H_0 = 457$ Ое. Показаны ориентации различных выделенных направлений в плоскости пленки: h_1, h_2, h_3 — оси трудного намагничивания; s_1, s_2, s_3 — оси легкого намагничивания; штриховая линия A — проекция оси одноосной анизотропии.

При данных величинах H_0 ПМСВ возбуждались в диапазоне 40–4000 МГц. Преобразователи антенн были ориентированы параллельно приложенному полю H_0 . Проводились измерения частот ПМСВ с определенной длиной волны (в интервале $0 < k < 1000$ см $^{-1}$), в том числе начальной частоты спектра ПМСВ с $k \cong 0$. Для измерения ориентационных зависимостей этих частот в установке была предусмотрена возможность вращения пленок ЖИГ вокруг нормали к плоскости пленки. Типичная зависимость частоты ФМР от угла вращения φ для одной из пленок, измеренная в поле $H_0 = 457$ Ое, приведена на рис. 1. Как видно из рисунка, при измерении ориентационных зависимостей для каждой пленки получались шесть пар значений частот ФМР f^h и f^s , связанных с магнитными параметрами пленки по формулам (3)–(9). Все шесть значений f^h (также как и все шесть значений f^s) отличались друг от друга в пределах нескольких МГц, что и использовалось в соответствии с [16] для определения с помощью Фурье-анализа угла θ наклона оси одноосной анизотропии к плоскости пленки и ориентации проекции оси одноосной анизотропии в плоскости пленки (на рис. 1 ось A). Кроме параметров одноосной анизотропии по ориентационным зависимостям определялись параметры кубической анизотропии: величина поля H_c и проекции осей на плоскость пленки (оси трудного намагничивания h).

Параметры ДС в пленках ЖИГ (контрастность, тип, период и ширина доменов) и величины поля H_0 , при которых в пленке возникали фазовые переходы, измерялись с помощью микроскопа по эффекту Фарадея [21]. Вблизи насыщения, когда ДС не различима в микроскоп, указанные величины поля H_0 определялись по полевым зависимостям частот ПМСВ (эквивалентным кривым ПМСВ) [8,10].

Вычисленная по формуле (8) величина R^h и измеренные параметры ДС определялись в каждой пленке при ее намагничивании вдоль одной и той же оси типа h , которая помечалась (ось h_1 на рис. 1), а в (8) использовались соответствующие значения f^h . Определение по формуле (9) величины R^s и измерение соответствующих параметров ДС также проводилось аналогичным образом, для чего использовалась ось s_1 , перпендикулярная помеченной оси h_1 .

4. Результаты измерений и их анализ

Результаты магнитооптических измерений и исследования характеристик МСВ (см. [8,10]) приводят к однозначному выводу о том, что существует два типа пленок ЖИГ, различающиеся поведением ДС и МСВ. Как уже упоминалось, мы считаем, что причиной описанных существенных различий является поле наведенной одноосной анизотропии, величина которого в пленках первого типа несколько больше, чем в пленках второго типа. Однако это наше утверждение не было пока подтверждено экспериментально, ввиду того что определить

Параметры исследованных пленок

№ пленки	$w, \mu\text{m}$	f^h, MHz	f^s, MHz	R_a, G	Контрастность ДС	$T_s^h, \mu\text{m}$	$T_s^s, \mu\text{m}$	H_{sat}^h, Oe	H_{sat}^s, Oe
1	5.2	2800	2811	1698.7	Высокая	3.1	2.9	77	67.5
2	5.7	2810	2824	1716.7	”	3.8	3.6	67	57
3	8.0	2818	2826	1724.6	”	4.9	4.8	66	57.5
4	19.1	2823	2836	1736.4	”	8.0	8.1	60	54
5	11.5	2842	2855	1766.4	”	7.3	7.1	48	33
6	12.3	2849	2870	1783.9	”	9.1	8.8	43	29.5
7	5.5	2860	2868	1791.1	”	4.8	4.4	44	31
8	5.5	2865	2874	1799.8	”	4.9	4.3	40	27
9	8.9	2867	2879	1805.4	”	8.3	7.9	35	20
10	12.8	2867	2882	1807.8	Низкая	15.0	16.0	34	21
11	17.9	2870	2882	1810.2	”	21.3	23.3	36	20
12	17.8	2871	2881	1810.2	”	22.2	23.3	35	20
13	15.0	2870	2884	1811.4	”	19.8	16.2	32	17
14	17.9	2871	2883	1811.8	”	24.9	26.3	33.5	19.3
15	5.9	2874	2886	1816.3	”	”	”	30	17
16	11.5	2880	2888	1823.1	”	16.1	17.7	32.5	21
17	14.7	2878	2890	1823.1	”	21.4	22.2	30	16
18	10.2	2913	2931	1884.1	”	”	”	23	10.5
19	10.2	2924	2932	1894.3	”	15.6	17.4	21.5	10

величину поля одноосной анизотропии H_a по методу [16] можно лишь очень приближенно. Поскольку задача отделения поля одноосной анизотропии от намагниченности сложна и до сих пор не отработана экспериментально, мы не определяли величину поля одноосной анизотропии H_a в чистом виде, а на основе измерений по формулам (8) и (9) вычисляли разность R (R^h и R^s) между намагниченностью пленки $4\pi M_0$ и H_a : $R = 4\pi M_0 - H_a$.

Измерения проводились на 19 пленках чистого ЖИГ, 9 из которых относились к первому типу, 10 — ко второму. Все пленки были выращены по одинаковой технологии на подложках из ГГГ в плоскости (111). Толщины пленок w , контрастность ДС (высокая или низкая) и другие параметры, обсуждаемые в дальнейшем, приведены в таблице. Большинство исследованных пленок имеет диаметр 60 либо 76 nm (исключение составляют пленки № 4, 5, 15, имеющие размеры 20×25 , 30×35 и $20 \times 20 \text{ nm}^2$ соответственно). Отметим здесь, что в пленках № 15 и 18 не удалось наблюдать ДС (возможно из-за маленькой толщины). Измерения по методу [16] показали, что во всех пленках величина кубической анизотропии H_c изменялась в пределах $-85 < H_c < -75 \text{ Oe}$, а угол отклонения оси одноосной анизотропии от нормали к плоскости пленки θ лежал в пределах $0^\circ < \theta < 5^\circ$. Поэтому при вычислениях величин R^h и R^s в (8) и (9) величина H_c для всех пленок была принята равной $\cong -80 \text{ Oe}$ (ошибка, возникающая при этом, на порядок меньше ошибки, обусловленной точностью измерения частот).

По результатам измерений частот f^h и f^s для всех пленок по формулам (8) и (9) были вычислены соответствующие значения разности R^h и R^s . Значения R^h и R^s для одной и той же пленки различались в пределах не-

скольких G, что связано с некоторым несовершенством используемой модели, не учитывающей отклонение оси одноосной анизотропии от нормали к плоскости пленки. Поскольку одной и той же пленке, очевидно, не могут соответствовать одновременно два различных значения разности R , в таблице приведены средние арифметические значения R_a : $R_a = (R^h + R^s)/2$. Исходя из среднего разброса между значениями R^h и R^s для одной и той же пленки ($\cong 10 \text{ G}$), можно считать, что погрешность определения значений R_a не превышает $\pm 5 \text{ G}$. Пленки в таблице расположены в порядке возрастания значений R_a . Сравнение значений R_a для различных пленок показывает, что все пленки с высококонтрастной ДС имеют значения R_a от 1698 до 1806 G, а пленки с низкоконтрастной ДС — от 1806 до 1895 G. Таким образом, значение $R_a = R_a^{cr} = 1806 \text{ G}$ можно считать критическим значением разности и полагать, что если пленка имеет $R_a < R_a^{cr}$, то она относится к пленкам первого типа, а если $R_a > R_a^{cr}$ — то к пленкам второго типа.

В таблице приведены также значения периодов регулярной симметричной ДС T_s^h и T_s^s , измеренные для каждой пленки при ее намагничивании соответственно вдоль оси типа h и вдоль оси типа s . Отметим, что перед измерением величин T_s^h и T_s^s пленки намагничивались до насыщения, после чего поле H_0 плавно уменьшалось до величины $\cong 2 \text{ Oe}$, при которой и проводилось измерение периода ДС, т.е. период ДС измерялся в поле H_0 , близком к нулю, но не настолько, чтобы регулярная ДС в пленке разрушилась [10].

Определялось отношение ширины домена d к толщине пленки ЖИГ w для обоих случаев намагничивания пленки (вдоль оси типа h и вдоль оси типа s). Отно-

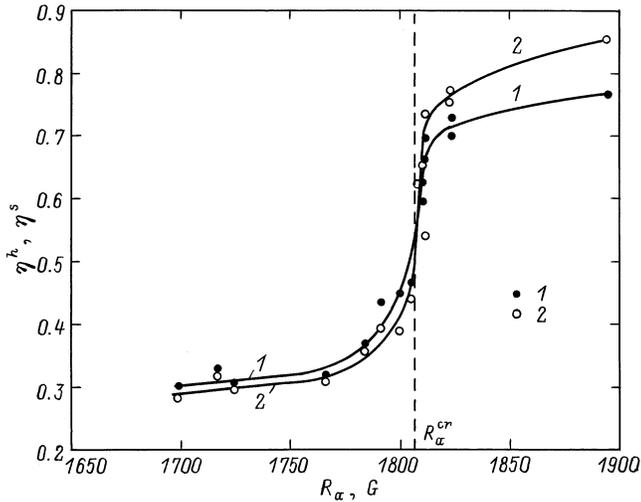


Рис. 2. Зависимость η (отношения ширины домена к толщине пленки) от R_a (разности между намагниченностью пленки и полем одноосной анизотропии). Точки, соединенные плавными кривыми, соответствуют различным пленкам, для которых значения R_a определены на основе измерений, а значения η измерены после намагничивания пленок вдоль трудной оси h_1 (1) и после их намагничивания вдоль легкой оси s_1 (2) при величине внешнего поля $H_0 \cong 0$.

шение η^h определялось как d^h/w , а η^s — как d^s/w , где $d^h = T_s^h/2$, а $d^s = T_s^s/2$. Зависимости $\eta^h(R_a)$ и $\eta^s(R_a)$ приведены на рис. 2 (кривые 1 и 2), где для удобства экспериментальные точки соединены плавными кривыми. Из рис. 2 видно, что для пленок с минимальными значениями R_a (т.е. с максимальными величинами поля одноосной анизотропии H_a) отношения η^h и η^s имеют величину $\cong 0.3$, для пленок со значениями R_a , лежащими вблизи значения R_a^{cr} — величину $\cong 0.5$, а для пленок с максимальными значениями R_a (т.е. с минимальными величинами H_a) — величину $\cong 0.8$. Иначе говоря, при $H_0 \cong 0$ в пленках ЖИГ с большой величиной H_a форма доменов в сечении выглядит вытянутой в направлении H_a , а в пленках с маленькой величиной H_a домены приобретают сечение, более близкое по форме к квадрату.

Можно предполагать, что с увеличением величины H_a от пленки к пленке одновременно с плавным вытягиванием формы доменов в направлении H_a происходит также постепенное изменение ориентации намагниченности внутри доменов: при $H_0 \cong 0$ она лежит тем ближе к плоскости пленки, чем меньше величина H_a , и тем существеннее отклонена от плоскости пленки, чем больше величина H_a . Мы полагаем также, что при $H_0 \cong 0$ в пленках первого типа (с $H_a > H_a^{cr}$) намагниченность внутри доменов наклонена к плоскости пленки под углом $\beta > \beta^{cr}$, а в пленках второго типа (с $H_a < H_a^{cr}$) эта намагниченность наклонена к плоскости пленки под углом $\beta < \beta^{cr}$, где $\beta^{cr} \cong 19.5^\circ$ — угол наклона осей типа [111] к плоскости пленки. Это предпо-

ложение может быть объяснено следующим образом. С одной стороны, в пленках с $H_a > H_a^{cr}$ зигзагообразная ДС возникает при намагничивании пленок вдоль оси типа s из-за того, что с увеличением поля H_0 намагниченности соседних доменов все больше наклоняются к плоскости пленки и в определенный момент, когда они оказываются близки к направлениям ближайших осей типа [111], эти намагниченности ориентируются вдоль этих осей (под углом β^{cr} к плоскости пленки), приводя одновременно к переориентации доменных границ под углами $+30^\circ$ и -30° относительно поля H_0 [8]. С другой стороны, в пленках с $H_a < H_a^{cr}$ зигзагообразная ДС не возникает [10], поскольку намагниченности соседних доменов уже при $H_0 = 0$ наклонены к плоскости пленки на угол, меньший β^{cr} , и с увеличением поля этот угол еще больше уменьшается (т.е. намагниченности доменов никогда не смогут ориентироваться вдоль осей типа [111]). Из изложенного следует также, что значение внешнего поля $H_0 = H_{s-z}^s$ при фазовом переходе от линейной симметричной ДС к зигзагообразной [8] для пленок первого типа со значениями H_a , близкими к H_a^{cr} , должно быть достаточно мало (в этом случае требуется минимальное внешнее поле $H_0 = H_{s-z}^s$, чтобы "столкнуть" намагниченности доменов и так близко ориентированные к осям типа [111] в положения, параллельные этим осям): чем сильнее H_a будет превышать значение H_a^{cr} , тем большее внешнее поле $H_0 = H_{s-z}^s$ потребуются для того, чтобы намагниченности доменов оказались параллельными осям типа [111]. Измерения значений H_{s-z}^s , приведенные на рис. 3 (кривая 1), подтверждают такую закономерность: чем больше величина H_a у пленки, тем больше у нее значение поля фазового перехода H_{s-z}^s . Кроме того, обнаружилось, что в пленках с большими

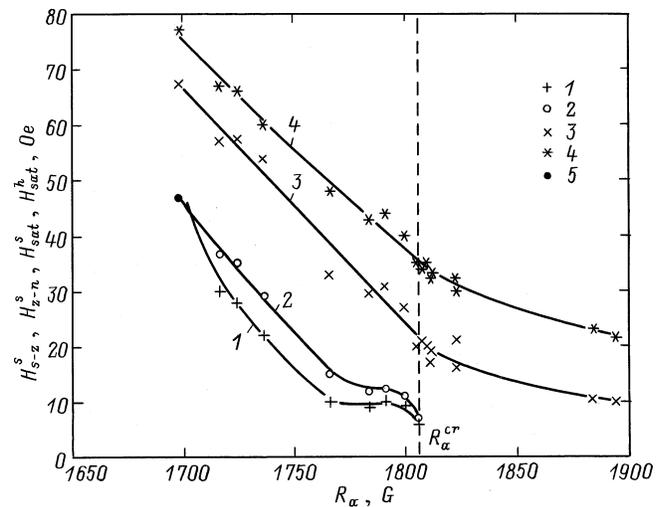


Рис. 3. Зависимости полей фазовых переходов H_{s-z}^s (1), H_{z-a}^s (2), H_{sat}^s (3) и H_{sat}^h (4) от разности R_a между намагниченностью и полем одноосной анизотропии пленки (точки, соединенные плавными кривыми, соответствуют различным пленкам); точка 5 соответствует фазовому переходу от симметричной к несимметричной ДС, наблюдавшемуся в пленке № 1.

H_a зигзагообразная ДС не возникает. Например, в пленке № 1 с $R_a = 1698$ Г при ее намагничивании вдоль оси s при $H_0 = 46.5$ Ое $= H_{s-n}^s$ возникает фазовый переход, при котором линейная симметричная ДС, минуя зигзагообразную ДС, сразу переходит в линейную несимметричную. Этот факт можно объяснить следующим образом: к моменту, когда намагниченности доменов, все больше наклоняющиеся к плоскости пленки с увеличением H_0 , оказываются наиболее близко ориентированы к направлению ближайших осей типа [111], внешнее поле H_0 уже так велико, что намагниченностям доменов энергетически выгоднее оставаться в плоскости xOz , в которой лежит нормаль к плоскости пленки и вектор внешнего поля H_0 . В пленках с $R_a > 1705$ Г к моменту, когда намагниченности доменов оказываются наиболее близко ориентированы к ближайшим осям типа [111], внешнее поле H_0 еще не столь велико и намагниченностям доменов энергетически выгоднее переориентироваться параллельно осям типа [111] с возникновением зигзагообразной ДС в пленке.

Измерялись также величины полей фазового перехода H_{z-n} , при котором зигзагообразная ДС сменяется несимметричной [8]. Зависимость $H_{z-n}(R)$ показана на рис. 3 (кривая 2). Таким образом, зависимости 1 и 2 на рис. 3 ограничивают область существования зигзагообразной ДС при намагничивании пленок ЖИГ вдоль оси типа s . По сути дела, кривые 1 и 2 на рис. 3 позволяют судить об изменении глубины энергетического минимума, соответствующего ориентации намагниченности доменов вдоль оси типа [111], с изменением величин поля одноосной анизотропии H_a и внешнего поля H_0 .

В таблице приведены также величины полей H_{sat}^h и H_{sat}^s , необходимые для насыщения намагниченности вдоль и перпендикулярно проекции оси типа [111] соответственно. Величины H_{sat}^h и H_{sat}^s для всех пленок измерялись по точке излома на полевых зависимостях МСВ (эквивалентных кривых поверхностных МСВ) [8,10], поскольку вблизи насыщения ДС не различима в микроскоп. Зависимости $H_{sat}^s(R_a)$ и $H_{sat}^h(R_a)$ показаны на рис. 3 (кривые 3 и 4 соответственно). Из рис. 3 видно, что зависимости $H_{sat}^h(R_a)$ и $H_{sat}^s(R_a)$ монотонно убывают и не имеют особенностей в окрестности значения $R_a = R_a^{cr}$. Этот факт вполне согласуется с развиваемыми нами представлениями о поведении намагниченности доменов: особенности в поведении намагниченности доменов возникают при ее наклоне по отношению к плоскости пленки лишь под углами, близкими к величине β^{cr} ; при полях же, близких к насыщающим, когда намагниченность ориентирована вблизи плоскости пленки ($\beta \ll \beta^{cr}$), значения H_{sat}^h и H_{sat}^s зависят только от величины H_a : чем больше H_a , тем труднее намагнитить пленку до насыщения.

Следует отметить тот парадоксальный факт, что в соответствии с проведенными измерениями величина $R = 4\pi M_0 - H_a$ для 15 из 19 пленок оказалась больше величины 1750 Г, типичной для объемных монокристаллов ЖИГ [1]. Если полагать, что намагниченность

пленок $4\pi M_0$ определяется только их составом, а поле одноосной анизотропии H_a — упругими напряжениями, которые могут меняться от пленки к пленке, то можно оценить величины $4\pi M_0$ и H_a по отдельности. Так, максимальное из измеренных значений $4\pi M_0 - H_a = 1894$ Г. Предположим, что в этом случае $H_a \cong 0$, а $4\pi M_0$ для всех пленок одинакова и, следовательно, равна той же величине $4\pi M_0 = 1894$ Г. Тогда из того факта, что величина $4\pi M_0 - H_a$ для исследованных пленок изменяется от $\cong 1700$ до $\cong 1900$ Г, получаем оценку для поля одноосной анизотропии H_a , лежащую в пределах от 0 до 200 Ое, и оценку для критической величины поля одноосной анизотропии H_a^{cr} — не менее 90 Ое.

Таким образом, в результате проведенной работы можно сделать следующие выводы.

Как известно, эпитаксиальные пленки чистого ЖИГ наряду с кубической анизотропией имеют также и наведенную (ростовую) одноосную анизотропию с осью, перпендикулярной плоскости пленки (поле H_a может изменяться от пленки к пленке от $\cong 0$ до $\cong 250$ Ое). Из экспериментальных наблюдений и теоретических оценок, полученных нами, следует, что существует некоторое критическое значение поля одноосной анизотропии H_a^{cr} , равное 120 ± 30 Ое. В зависимости от того, больше или меньше, чем H_a^{cr} , поле одноосной анизотропии пленки H_a , все пленки ЖИГ можно разделить на два типа, различающиеся в ненасыщенном состоянии параметрами, поведением и фазовыми переходами ДС. Установлено, что доменные структуры пленок ЖИГ по их виду при наблюдении в микроскоп можно разделить на высококонтрастные, характерные для пленок первого типа с $H_a > H_a^{cr}$, и низкоконтрастные, характерные для пленок второго типа с $H_a < H_a^{cr}$. В высококонтрастных ДС вектора намагниченностей доменов наклонены к плоскости пленки под углом $\beta \geq \beta^{cr}$, а в низкоконтрастных ДС — под углом β , существенно меньшим, чем β^{cr} (где $\beta^{cr} \cong 19.5^\circ$ — угол наклона осей типа [111] к плоскости пленки). Такое поведение ДС возникает из-за энергетической выгоды осей типа [111] для ориентации намагниченностей доменов. При этом если намагниченность доменов отклоняется от этого направления в сторону плоскости пленки, то угол β уменьшается сразу на достаточно заметную величину.

Обнаружено, что для пленок первого типа (с $H_a > H_a^{cr}$) при их намагничивании вдоль легкой оси s характерны насыщающие поля, большие 20 Ое, а при намагничивании вдоль трудной оси h — большие 35 Ое. Измеренное отношение ширины доменов к толщине пленки при $H_0 \cong 0$ всегда меньше 0.5. При величине поля одноосной анизотропии пленки, лежащей в пределах $H_a^{cr} < H_a < H_a^{cr} + \cong 100$ Ое, в пленках наблюдаются фазовые переходы, связанные с возникновением и исчезновением полосовой зигзагообразной ДС. При циклическом изменении внешнего магнитного поля H_0 параметры всех ДС однозначно определяются величиной H_0 (гистерезис отсутствует).

Обнаружено, что для пленок второго типа ($H_a < H_a^{cr}$) при их намагничивании вдоль легкой оси s характерны насыщающие поля, меньшие 21 Ое, а при намагничивании вдоль трудной оси h — меньшие 36 Ое. Измеренное отношение ширины доменов к толщине пленки при $H_0 \cong 0$ всегда больше 0.5. При циклическом изменении величины внешнего поля \mathbf{H}_0 в этих пленках наблюдается гистерезисное изменение значений полей фазовых переходов и параметров ДС.

Авторы признательны С.В. Герусу за консультацию по работе [16].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-17283а).

Список литературы

- [1] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
- [2] А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шаравский. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Изд-во Саратов. ун-та (1993). 320 с.
- [3] И.В. Зависляк, В.В. Данилов. Письма в ЖТФ **8**, 72 (1982).
- [4] С.А. Вызулин, С.А. Киров, Н.Е. Сырьев. Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия **24**, 92 (1983).
- [5] П.Е. Зильберман, Г.Т. Казаков, В.В. Тихонов. РЭ **32**, 710 (1987).
- [6] Г.Т. Казаков, А.Г. Сухарев, Ю.А. Филимонов. Тез. докл. V Всесоюзной школы по спин-волновой электронике СВЧ. Звенигород (1991). С. 83.
- [7] А.В. Вашковский, Э.Г. Локк, В.И. Щеглов. Письма в ЖЭТФ **63**, 544 (1996).
- [8] А.В. Вашковский, Э.Г. Локк, В.И. Щеглов. ЖЭТФ **111**, 1016 (1997).
- [9] А.В. Вашковский, Э.Г. Локк, В.И. Щеглов. Микроэлектроника **27**, 5, 393 (1998).
- [10] А.В. Вашковский, Э.Г. Локк, В.И. Щеглов. ЖЭТФ **114**, 10, 1430 (1998).
- [11] R.W. Damon, J.R. Eshbach. J. Phys. Chem. Solids **19**, 308, (1961).
- [12] И.Г. Аваева, Ф.В. Лисовский, В.А. Осика, В.И. Щеглов. ФТТ **17**, 3045 (1975).
- [13] И.Г. Аваева, Ф.В. Лисовский, В.А. Осика, В.И. Щеглов. ФТТ **18**, 3694 (1976).
- [14] И.Г. Аваева, Ф.В. Лисовский, В.А. Осика, В.И. Щеглов. РЭ **21**, 1894 (1976).
- [15] В.И. Щеглов. Микроэлектроника **16**, 374 (1987).
- [16] А.В. Вороненко, С.В. Герус, Л.А. Красножен. Микроэлектроника **18**, 61 (1989).
- [17] В.Б. Бобков, И.В. Зависляк, В.Ф. Романюк. ФТТ **35**, 431 (1993).
- [18] V.B. Bobkov, I.V. Zavislyak. Phys. Stat. Sol. (a) **164**, 791 (1997).
- [19] В.И. Козлов. Исследование неоднородности и анизотропии магнитных пленок с помощью гиромангнитных эффектов. Автореф. дис. на соискание уч. степ. д.ф.-м.н. Изд-во ООО "ЭЖИС", М. (1997).
- [20] А.В. Луговской, В.И. Щеглов. РЭ **27**, 518 (1982).
- [21] А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Мир, М. (1982). 382 с.