

# Исследование влияния упругих напряжений на анизотропию магнитных пленок методом ферромагнитного резонанса

© Б.А. Беляев, А.В. Изотов

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,  
660036 Красноярск, Россия

E-mail: belyaev@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 21 декабря 2006 г.  
В окончательной редакции 3 февраля 2007 г.)

С помощью сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса построено распределение величины и направления поля одноосной магнитной анизотропии по площади пермалловых пленок, полученных термическим испарением в вакууме. Пленки осаждались при ориентирующем в плоскости постоянном магнитном поле на напряженные изгибом стеклянные подложки. В зависимости от характера распределения упругих напряжений на локальных участках образцов наблюдаются как усиление наведенной магнитным полем одноосной анизотропии, так и полная ее компенсация при одновременном существенном изменении направления оси легкого намагничивания. Феноменологический расчет обнаруженных эффектов хорошо согласуется с экспериментом.

Работа поддержана грантом Президента России для государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации НШ-6612.2006.3.

PACS: 75.70.-i, 75.90.+w

## 1. Введение

Разработка физических основ и методов синтеза тонких магнитных пленок (ТМП), обладающих высокой магнитной проницаемостью на сверхвысоких частотах (СВЧ), является одной из важнейших задач современной физики магнитных явлений. Такие пленки из магнитомягких материалов находят широкое применение, например, в датчиках слабых магнитных полей, в головках скоростной записи и считывания информации, в различных сенсорах и управляемых СВЧ-устройствах. Известно, что достижимые параметры и надежность работы многих устройств на основе магнитных пленок в значительной мере определяются степенью неоднородности магнитных характеристик используемого материала, а также характером распределения этих неоднородностей по площади пленок. При этом дисперсия величины и направления поля анизотропии, намагниченности насыщения, ширины линии ферромагнитного резонанса (ФМР) и других параметров, от которых зависит магнитная восприимчивость, связана с конкретной технологией изготовления пленок, причем эта дисперсия, как правило, растет с уменьшением толщины образцов [1,2]. Это обусловлено не только материалом и состоянием поверхности подложки (шероховатостью, степенью очистки, наличием или отсутствием буферного подслоя), но и неоднородными упругими напряжениями, возникающими в пограничном слое между подложкой и пленкой в процессе ее изготовления, а также градиентными напряжениями, существующими на поверхности пленки при наличии у нее защитного покрытия. Другими словами, пленку в отличие от объемного магнитного материала невозможно рассматривать отдельно от подложки. Упругие напряжения и их градиенты, обусловленные подложкой, сильно влияют почти на все магнитные

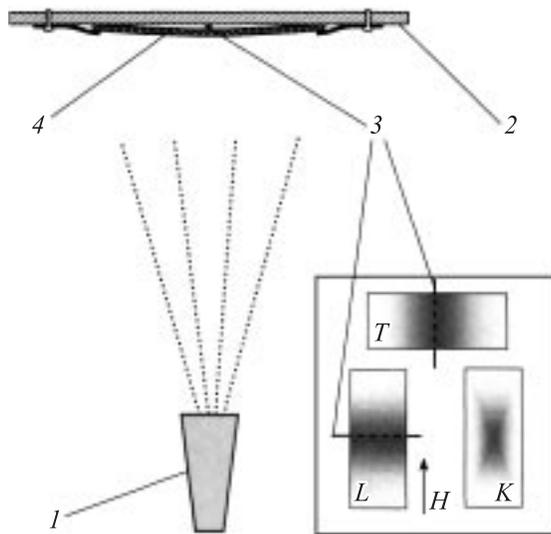
характеристики пленок. В частности, с напряжениями связан один из механизмов возникновения магнитной анизотропии [3], от них зависят величина и степень неоднородности поля анизотропии, коэрцитивной силы, эффективной намагниченности насыщения [4].

Максимальные значения СВЧ-магнитной проницаемости в пленках, как правило, наблюдаются вблизи однородного ФМР и резонансов различных магнитостатических и спин-волновых колебаний, однако магнитные неоднородности уширяя резонансные линии, могут существенно понизить магнитную проницаемость ТМП. Более того, даже небольшие неоднородности величины и направления поля одноосной магнитной анизотропии почти полностью подавляют нерезонансную магнитную восприимчивость пленок в СВЧ-диапазоне [5], а также СВЧ-восприимчивость, связанную с метастабильным состоянием магнитного момента в ТМП [6].

Поэтому важными и актуальными являются исследования природы магнитных неоднородностей в тонких пленках. Такие исследования помогают определить возможные пути и методы оптимизации технологических условий при получении пленочных образцов для достижения предельно высоких характеристик. В настоящей работе теоретически и экспериментально изучается влияние специально созданных в образцах пермалловых пленок градиентных упругих напряжений на величину и характер неоднородностей одноосной магнитной анизотропии.

## 2. Образцы и расчет упругих напряжений в пленке

Для экспериментального исследования влияния упругих напряжений на магнитные свойства ТМП была



**Рис. 1.** Схема напыления и расположение подложек на держателе при изготовлении образцов *T*, *L* и *K*. 1 — тигель, 2 — подложкодержатель, 3 — медные проволоки для изгиба подложек, 4 — подложка.

специально изготовлена серия из трех тестовых образцов [7]. Образцы представляли собой пленки толщиной  $500 \text{ \AA}$ , полученные вакуумным напылением пермаллоя  $\text{Ni}_{75}\text{—Fe}_{25}$  на полированные стеклянные подложки размеров  $10 \times 24 \times 0.5 \text{ mm}$ , подогретые до  $250^\circ\text{C}$  для увеличения адгезии. Напыление производилось одновременно на три подложки, расположенные в одной плоскости так, что ориентирующее плоскостное магнитное поле  $H$  для двух подложек (*L* и *K*) совпадало с направлением их длинных осей, а по отношению к третьей (*T*) было ортогонально (рис. 1). При напылении концы подложек образцов были зафиксированы на металлическом подложкодержателе специальными зажимами. Причем подложки *L* и *T* подвергались небольшой упругой деформации изгибом на медных проволоках диаметром  $50 \mu\text{m}$ , подложенных под них вдоль коротких осей. В этом случае проволока и зажимы, охватывающие подложку по всей ширине, изгибают ее почти по дуге окружности. Другими словами, подложка деформируется в виде участка цилиндрической оболочки, что приводит к возникновению на ее поверхности помимо продольных напряжений еще и поперечных. После напыления образцов освобожденные из зажимов подложки *L* и *T*, распрямляясь, сообщают магнитным пленкам поперечное и продольное градиентное сжатие. Причем поскольку толщина подложек значительно больше толщины пленок, деформация последних полностью определяется деформацией подложек.

Для расчета величины упругих напряжений в магнитных пленках, осажденных на деформированные подложки, введем декартову систему координат с началом в центре подложки так, чтобы плоскость пленки совпадала с плоскостью  $Oxy$ , а ось  $Ox$  совпадала с направлением

длинной оси подложки. При этом граничные условия в любой точке на поверхности раздела пленки и подложки задаются следующими соотношениями [8]:

$$U_i^s = U_i^f, \quad \sigma_{iz}^s = \sigma_{iz}^f, \quad (1)$$

где  $U_i^s$  и  $U_i^f$  — компоненты вектора смещения, а  $\sigma_{iz}^s$  и  $\sigma_{iz}^f$  — нормальные к плоскости компоненты тензора напряжения для подложки и пленки соответственно. Эти условия обеспечивают непрерывность компонент  $u_{xx}$ ,  $u_{xy}$ ,  $u_{yy}$  тензора деформаций и  $\sigma_{xz}$ ,  $\sigma_{yz}$ ,  $\sigma_{zz}$  тензора напряжений данной двухслойной системы.

Поскольку толщины подложки и особенно пленки малы по сравнению с их линейными размерами, компонентами  $\sigma_{xz}$ ,  $\sigma_{yz}$  и  $\sigma_{zz}$  можно пренебречь [9]. Исходя из того что отношение толщины пленки к толщине подложки  $\sim 10^{-4}$ , можно также считать, что компоненты тензора деформаций в пленке  $u_{xx}^f$ ,  $u_{xy}^f$  и  $u_{yy}^f$  по ее толщине постоянны и равны соответствующим компонентам тензора деформаций на поверхности подложки  $u_{xx}^e$ ,  $u_{xy}^e$ ,  $u_{yy}^e$ , определяемым из условия механического равновесия изгиба только одной подложки. При этих условиях несложно вычислить компоненты тензора внешних напряжений пленки [9]

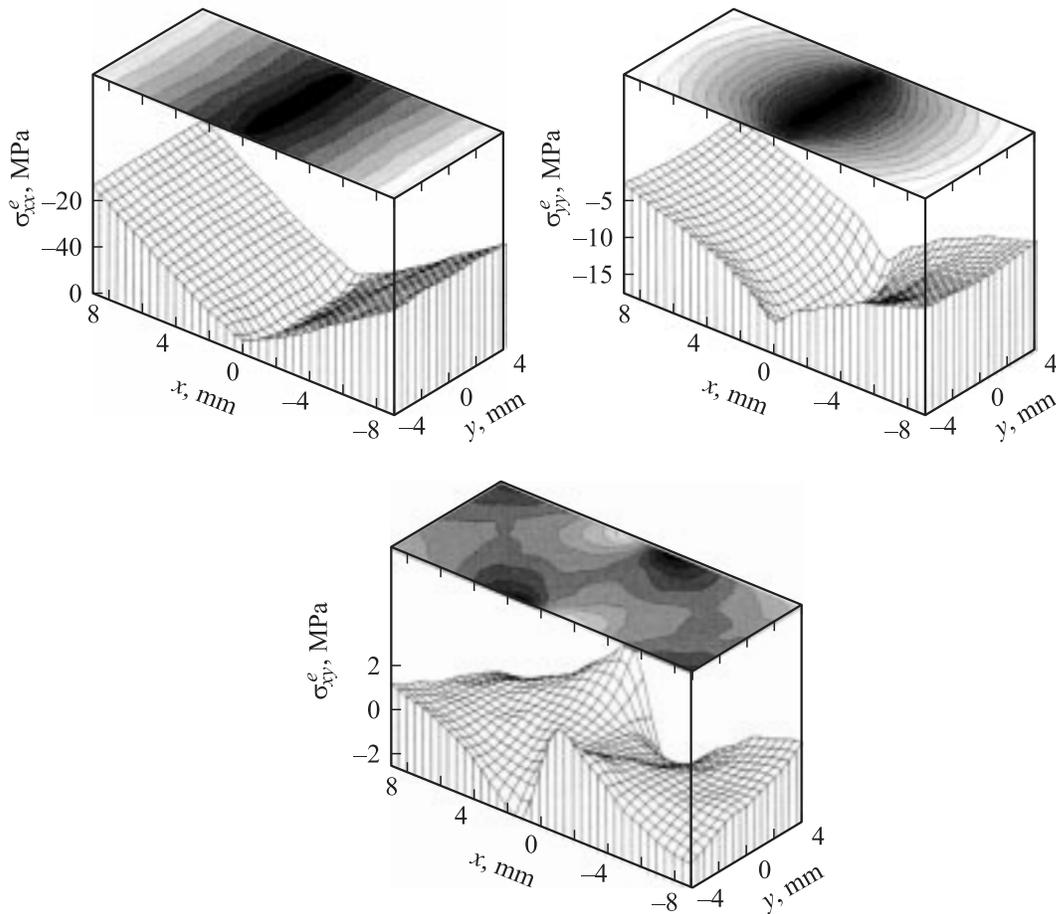
$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^e &= \frac{E}{1+\nu} \left[ u_{xx}^e + \frac{\nu}{1-\nu} (u_{xx}^e + u_{yy}^e) \right], \\ \sigma_{yy}^e &= \frac{E}{1+\nu} \left[ u_{yy}^e + \frac{\nu}{1-\nu} (u_{xx}^e + u_{yy}^e) \right], \\ \sigma_{xy}^e &= \frac{E}{1+\nu} u_{xy}^e. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $E$  — модуль Юнга, а  $\nu$  — коэффициент Пуассона материала пленки.

Следует отметить, что в пленке помимо деформаций, связанных с изгибом подложки, присутствуют деформации, обусловленные различием коэффициентов температурного расширения подложки и пленки. Однако как для подложки, так и для пленки температурное расширение изотропно. Поэтому изотропен и их вклад, одинаковый по всей поверхности образца, в компоненты тензора внешних напряжений, и, следовательно, в дальнейшем их можно не учитывать.

Расчет компонент тензора деформаций  $u_{xx}^e$ ,  $u_{xy}^e$ ,  $u_{yy}^e$  осуществлялся методом конечных элементов с помощью математического пакета FEMLAB. По формулам (2) были получены распределения компонент тензора внешних напряжений пленки, представленных на рис. 2. При этом в расчетах использовались коэффициенты Пуассона для стекла  $\nu = 0.17$  и для пермаллоевой пленки  $\nu = 0.3$ , а также модуль Юнга для пленки  $E = 200 \text{ GPa}$  [10].

Анализ распределений показывает, что продольные сжимающие напряжения  $\sigma_{xx}^e$  линейно нарастают к центру образца, а изолинии этих напряжений представляют собой почти прямые линии, параллельные оси  $Oy$ . Поперечные напряжения  $\sigma_{yy}^e$  также достигают наиболь-



**Рис. 2.** Распределение вычисленных значений компонент тензора внешних напряжений по площади пермаллоевой пленки на стеклянной подложке с осевой деформацией изгибом.

ших значений в центре образца, однако они почти в 3 раза меньше продольных, а, кроме того, их изолинии изогнуты и напоминают концентрические эллипсы. Помимо продольных и поперечных напряжений при изгибе подложки возникают небольшие сдвиговые  $\sigma_{xy}^e$ , которые изменяются в пределах от  $-2.5$  до  $2.5$  МПа.

### 3. Методика эксперимента и результаты измерений

Измерение магнитных параметров локальных участков изготовленных образцов проводилось на автоматизированном сканирующем спектрометре ФМР [11], в котором в качестве датчика используется миниатюрный микрополосковый резонатор (МПР), изготовленный на подложке с высокой диэлектрической проницаемостью. Вблизи пучности высокочастотного магнитного поля в экране резонатора сделано небольшое измерительное отверстие, благодаря которому и обеспечивается локальность измерений. В спектрометре резонансное поглощение СВЧ-мощности исследуемым участком пленочного образца регистрируется как обычно модуляци-

онным методом [1] по измерению добротности резонатора (в данном случае микрополоскового) в процессе развертки постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости пленки. При этом резонатор является задающим контуром в транзисторном СВЧ-генераторе, расположенном вместе с детектором в корпусе датчика, а измерительное отверстие МПР служит одновременно локализованным источником высокочастотного магнитного поля и каналом связи между исследуемой пленкой и резонатором.

Основным достоинством сканирующего спектрометра является его высокая чувствительность, обусловленная большим коэффициентом заполнения датчика образцом, благодаря миниатюрности МПР. Достоинством является также и оборудование спектрометра набором СВЧ-датчиков, перекрывающих достаточно широкий диапазон частот  $0.1-6$  GHz, что очень важно при исследовании магнитных неоднородностей тонких пленок. Действительно, известно, что некоторые характеристики ТМП, такие как магнитострикция, объемная и поверхностная магнитная анизотропия, зависят от величины приложенного к образцу постоянного магнитного поля  $H$ . Кроме того, неоднородности распределения этих вели-

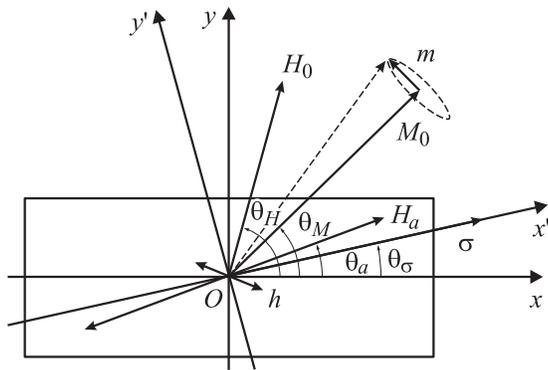


Рис. 3. Модель магнитной пленки с одноосной анизотропией в плоскости.

чин в плоскости пленки, как правило, нивелируются с увеличением  $H$ . Принимая во внимание тот факт, что резонансное поле в методе ФМР почти линейно увеличивается с ростом частоты накачки  $f$ , задачу измерения рельефа магнитных неоднородностей пленок в слабых полях можно решить только существенно понизив  $f$ . Однако в стандартных спектрометрах, использующих полые резонаторы с частотами накачки  $\sim 10$  GHz, резонансные магнитные поля слишком велики даже при их ориентации в плоскости пленки, когда размагничивающие факторы близки к нулю. Для пермалловых пленок, например, величина этих полей составляет  $\sim 10^3$  Oe.

В настоящей работе для измерений на сканирующем спектрометре использовался СВЧ-датчик с частотой накачки  $f = 2.274$  GHz, при этом величины резонансных полей исследуемых образцов не превышали 75 Oe. Диаметр измерительного отверстия датчика  $\sim 1$  mm; следовательно, локальность измерений определяется площадью  $\sim 0.8$  mm<sup>2</sup>. В ходе эксперимента на каждом локальном участке по всей поверхности пленки с шагом 1 mm снимались угловые зависимости резонансного поля  $H_R$ , по которым на основе феноменологического расчета с помощью специально написанной программы автоматически определялись основные магнитные характеристики пленок [12]. Однако в отличие от [12] в расчете не учитывалась однонаправленная магнитная анизотропия, которая в пермалловых пленках обычно мала по сравнению с одноосной.

Пусть ТМП расположена в плоскости  $Oxy$  (рис. 3). При этом внешнее постоянное поле  $H_0$  и высокочастотное магнитное поле  $h$ , изменяющееся по гармоническому закону с круговой частотой  $\omega$ , лежат в ее плоскости под углами  $\theta_H$  и  $\theta_H + \pi/2$  к оси  $x$  соответственно. Направление поля одноосной магнитной анизотропии  $H_a$  вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН), расположенной также в плоскости пленки, задано углом  $\theta_a$ .

В этом случае плотность свободной энергии пленки  $F$ , являющейся суммой плотности энергии Зеемана  $F_H$ , плотности энергии одноосной анизотропии  $F_a$  и плотности энергии магнитных зарядов  $F_M$ , возникающих на

поверхностях пленки в результате прецессии намагниченности, определяется следующим выражением:

$$F = F_H + F_a + F_M = -(\mathbf{M}\mathbf{H}) - \frac{H_a}{2M_0} (\mathbf{M}\mathbf{n})^2 + \frac{1}{2} (\mathbf{M}\mathbf{N}\mathbf{M}). \quad (3)$$

Здесь  $\mathbf{H} = (\mathbf{H}_0 + \mathbf{h})$ ,  $\mathbf{M} = (\mathbf{M}_0 + \mathbf{m})$ ,  $\mathbf{M}_0, \mathbf{m}$  — статическая и динамическая составляющие магнитного момента  $\mathbf{M}$ ,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор, совпадающий с направлением ОЛН,  $\mathbf{N}$  — тензор размагничивающих факторов, который в случае пленочного образца имеет только одну компоненту  $N_{zz} = 4\pi$ .

Движение магнитного момента  $M$  под воздействием магнитного поля описывается уравнением Ландау–Лифшица

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}], \quad (4)$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\partial F / \partial \mathbf{M}$ .

Решив уравнение (4) в линейном приближении при условии  $m \ll M_0$  и  $h \ll H_0$ , несложно получить формулу, связывающую резонансное магнитное поле  $H_R$  с магнитными характеристиками образца при фиксированной частоте накачки  $\omega$ :

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = [H_R \cos(\theta_H - \theta_M) + H_a \cos 2(\theta_a - \theta_M)] \times [4\pi M_0 + H_R \cos(\theta_H - \theta_M) + H_a \cos^2(\theta_a - \theta_M)], \quad (5)$$

где равновесное направление  $\theta_M$  намагниченности насыщения пленки  $M_0$  определяется из уравнения

$$H_0 \sin(\theta_H - \theta_M) + \frac{1}{2} H_a \sin 2(\theta_a - \theta_M) = 0, \quad (6)$$

полученного из условия минимума плотности свободной энергии  $F$  (3).

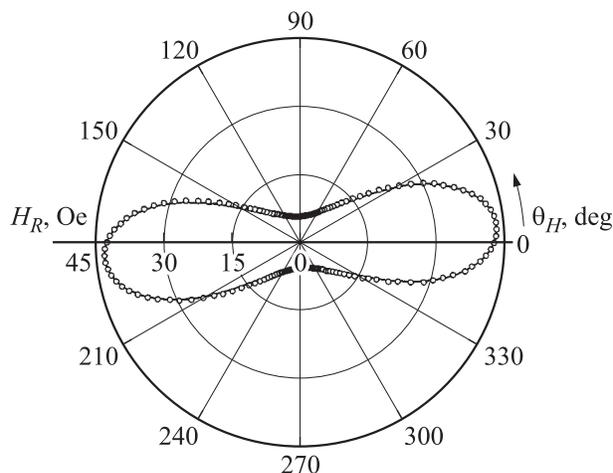
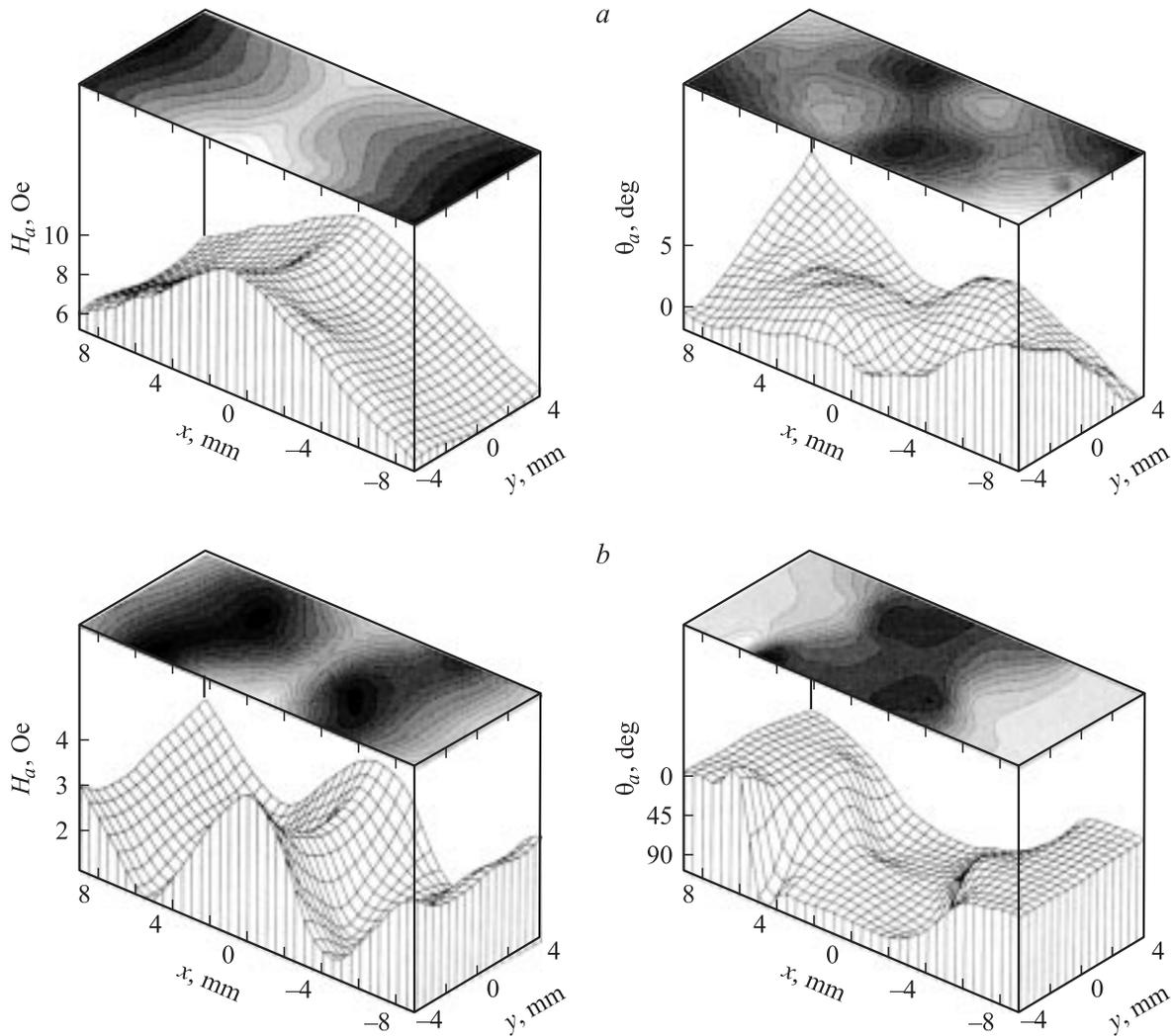


Рис. 4. Измеренная (точки) и теоретическая (линия) зависимости поля ферромагнитного резонанса от угла ориентации магнитного поля развертки.



**Рис. 5.** Измеренные распределения величины поля одноосной магнитной анизотропии и его направления по площади напряженных пленок для образцов *T* (а) и *L* (б).

Из уравнений (5) и (6), зная частоту накачки  $\omega$ , несложно определить величины магнитных характеристик на любом локальном участке образца по измеренным угловым зависимостям резонансного поля  $H_R(\theta_H)$  [12].

В качестве примера на рис. 4 точками показаны значения резонансных полей  $H_R$ , измеренные для различных углов направления магнитного поля  $\theta_H$  с шагом  $2^\circ$  на одном из участков напряженной пермаллоевой пленки. Чтобы исключить погрешности измерений, связанные с гистерезисными явлениями в пленке, угловые зависимости снимались в режиме обратной развертки магнитного поля [13]. Кроме того, с этой же целью перед записью нового спектра после каждого шага измерения угла  $\theta_H$  образец предварительно намагничивался в поле 300 Oe [14]. Сплошной линией на рис. 4 показана теоретическая угловая зависимость  $H_R$ , которая имеет наименьшее среднеквадратичное отклонение от экспериментальных точек при следующих магнитных па-

раметрах участка пленки:  $M_0 = 1187$  G,  $H_a = 18.68$  Oe,  $\theta_a = 94.5^\circ$ . Как уже отмечалось, по измеренным значениям  $H_R(\theta_H)$  эти характеристики определяются автоматически. По существу, метод определения магнитных параметров заключается в приведении виртуальной системы координат к центру симметрии фигуры, образуемой экспериментальной угловой зависимостью резонансного поля  $H_R(\theta_H)$  [12].

Погрешность определения магнитных характеристик ТМП в первую очередь зависит от точности измерения резонансного поля, которая напрямую связана с амплитудой и шириной линии ФМР конкретного образца. Отметим, что для исследуемых пленок величина  $H_R$  измерялась с точностью не хуже  $\pm 0.02$  Oe, а благодаря избыточному множеству снятых точек на угловых зависимостях погрешность определения магнитных характеристик образцов существенно уменьшается в результате усреднения по снятому ансамблю. Однако при этом, очевидно, увеличивается время диагностики

образца. Из опыта установлено [14], что для обеспечения требуемой точности определяемых характеристик ТМП на угловых зависимостях резонансного поля вполне достаточно измерить по 5–6 точек с шагом через 5–10°, но вблизи каждого экстремума.

На рис. 5 представлены графики поверхностей и соответствующие им топологии, отражающие распределение поля одноосной магнитной анизотропии и угла его ориентации по площади для напряженных образцов  $T$  (а) и  $L$  (б). Видно, что для образца  $T$  существующее нарастание упругого сжатия вдоль длинной оси от концов к центру ТМП сопровождается почти линейным увеличением поля одноосной анизотропии приблизительно в 2 раза. Пределы изменения  $H_a \sim 5.5–11$  Ое, при этом наблюдается почти строгая зеркальная симметрия картины распределения  $H_a$ . Интересно поведение угла ориентации ОЛН  $\theta_a$ , измеренного относительно направления внешнего ориентирующего магнитного поля  $H$  (рис. 1), прикладываемого при напылении образцов, в данном случае относительно направления короткой оси подложки. Во-первых, видны ярко выраженные две вершины и две впадины, расположенные в „шахматном“ порядке примерно на половине площади пленки в области ее середины. Во-вторых, картина распределения  $\theta_a$  имеет почти строгую осевую симметрию второго порядка, при этом изменение направления угла анизотропии наблюдается в пределах от  $-2$  до  $+8^\circ$ . При сравнении такого поведения отклонения угла ОЛН по площади пленки с аналогичным распределением рассчитанной сдвиговой компонентой тензора напряжений  $\sigma_{xy}^e$  (рис. 2) прослеживается хорошая корреляция.

Для образца  $L$  распределения исследуемых характеристик по площади пленки имеют более сложный вид. В частности,  $H_a$  вдоль длинной оси от концов к центру магнитной пленки сначала линейно уменьшается от  $\sim 2.5$  Ое практически до 0, а потом также линейно возрастает до  $\sim 3$  Ое. При этом направление ОЛН  $\theta_a$ , измеренное в данном случае относительно направления длинной оси подложки, близко к нулю на концах магнитной пленки, но резко изменяется примерно до  $-90^\circ$  в переходной области, где  $H_a$  обращается в 0. Кроме того, приблизительно на половине площади пленки в области ее середины аналогично образцу  $T$  наблюдается „шахматное“ отклонение угла  $\theta_a$  от  $-90^\circ$ .

Контрольный образец  $K$ , осажденный на недеформированную подложку, как и следовало ожидать, показал существенно меньше изменения этих характеристик по своей площади. Однако и в нем наблюдается картина распределения поля одноосной магнитной анизотропии достаточно ярко отражает форму подложки. Это поле достигает максимальных значений  $H_a \approx 3.8$  Ое в центральной части пленки вдоль ее длинной оси, но монотонно уменьшается  $\sim 0.4$  Ое к ее краям. Очевидно, что такое поведение связано с наличием градиентного растяжения пленки по всем направлениям от краев к центру, обусловленного значительным различием коэффициентов температурного расширения материала

подложки и пермаллоя. Отметим, что для образца  $K$  разброс углов направления ОЛН по площади пленки также невелик и лежит в интервале  $\sim 2–5^\circ$ .

#### 4. Анализ полученных результатов

Для объяснения столь сложного поведения экспериментально наблюдаемых распределений поля  $H_a$  и угла  $\theta_a$  в напряженных образцах был выполнен феноменологический расчет эффективных значений поля одноосной магнитной анизотропии и угла направления ОЛН. Как известно [15], в случае упругоизотропной среды с изотропной магнитострикцией вклад в магнитную анизотропию, обусловленный воздействием однородного напряжения  $\sigma$ , одноосного по своей природе, можно определить из плотности магнитоупругой энергии

$$F_{\text{ме}} = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma\cos^2(\theta_M - \theta_\sigma), \quad (7)$$

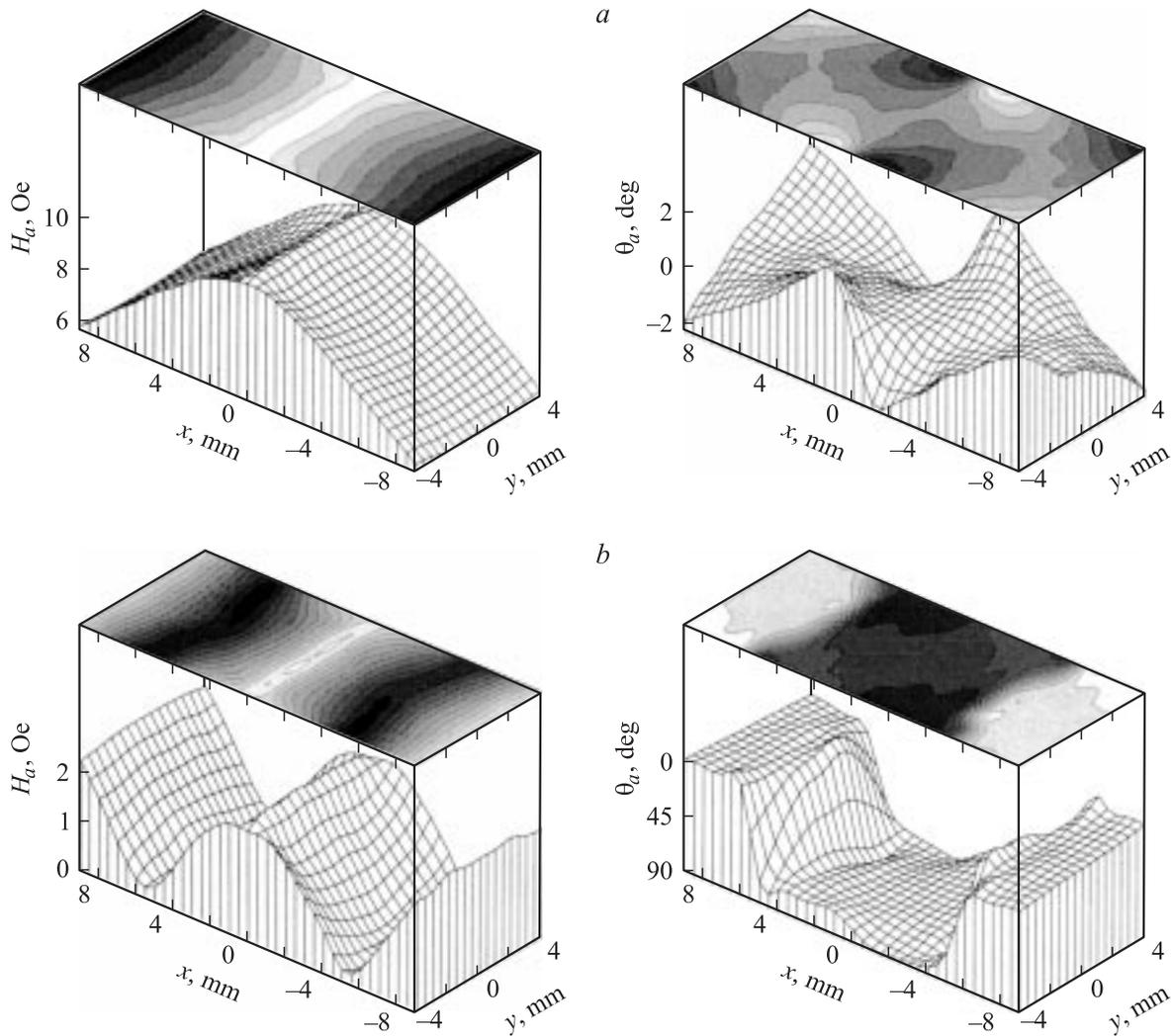
где  $\lambda_s$  — константа магнитострикции, которая может принимать как положительные, так и отрицательные значения,  $(\theta_M - \theta_\sigma)$  — угол между вектором намагниченности и направлением однородного напряжения. Однако в реальных магнитных пленках напряжения, создаваемые подложкой, в общем случае являются двuosными, как и индуцированные изгибом (рис. 2). Поэтому часто используемое многими авторами приближение, когда напряжения в пленках считаются однородными, не совсем корректно. Причем ошибочность такого приближения особенно сильно проявляется в случае локальных изменений образцов. Чтобы избежать этой неточности, получим выражение для магнитоупругой энергии, учитывая двuosный характер тензора внешних напряжений  $\sigma_{ik}^e$ .

Плотность свободной энергии упругоизотропного магнетика  $F_\sigma$ , обусловленная лишь его упругими свойствами, вычисляется как сумма трех плотностей энергий: магнитоупругой  $F_{\text{ме}}$ , упругих напряжений в материале  $F_{\text{el}}$  и внешних напряжений  $F_{\text{el}}^e$  [15]

$$\begin{aligned} F_{\text{ме}} &= -3\lambda_s\mu \left[ \left( \alpha_x^2 - \frac{1}{3} \right) u_{xx} + \left( \alpha_y^2 - \frac{1}{3} \right) u_{yy} + \left( \alpha_z^2 - \frac{1}{3} \right) u_{zz} \right] - 6\lambda_s\mu [\alpha_x\alpha_y u_{xy} + \alpha_y\alpha_z u_{yz} + \alpha_x\alpha_z u_{xz}], \\ F_{\text{el}} &= \frac{1}{2}(\lambda + 2\mu)(u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + \lambda(u_{xx}u_{yy} + u_{yy}u_{zz} + u_{zz}u_{xx}) + 2\mu(u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{xz}^2), \\ F_{\text{el}}^e &= (u_{xx}\sigma_{xx}^e + u_{yy}\sigma_{yy}^e + u_{zz}\sigma_{zz}^e + 2u_{xy}\sigma_{xy}^e + 2u_{yz}\sigma_{yz}^e + 2u_{xz}\sigma_{xz}^e). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $\lambda$  и  $\mu$  — коэффициенты Ламе;  $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$  — направляющие косинусы магнитного момента;  $u_{ik}$  — компоненты тензора упругих деформаций, обусловленных магнитострикцией и внешними напряжениями;  $\sigma_{ik}^e$  — компоненты тензора внешних упругих напряжений.





**Рис. 6.** Теоретические распределения величины поля и направления одноосной магнитной анизотропии по площади напряженных пленок для образцов *T* (а) и *L* (б).

поле одноосной анизотропии, наведенной магнитным полем,  $H_h = 4$  Ое, направление ОЛН для образца *L*  $\theta_h = 0^\circ$ , а для образца *T*  $\theta_h = 90^\circ$ .

Сравнивая полученные распределения с измеренными (рис. 5), следует отметить хорошее качественное и количественное совпадение теории и эксперимента. Несложно дать и объяснение такому поведению  $H_a$  и  $\theta_a$ . В случае образца *L* ОЛН для магнитной анизотропии  $H_h$  и магнитной анизотропии  $H_\sigma$  располагаются практически ортогонально друг другу. Поэтому по мере линейного нарастания  $H_\sigma$  вдоль длинной оси пленки от краев к центру эффективное поле анизотропии  $H_a \approx H_h - H_\sigma$  линейно уменьшается. При этом эффективное направление ОЛН  $\theta_a$  совпадает с направлением  $\theta_h$  и эти углы равны  $0^\circ$ . Когда  $H_a$  становится равным нулю, направление  $\theta_a$  резко изменяется на  $90^\circ$  и совпадает с направлением ОЛН магнитоупругой анизотропии  $H_\sigma$ . При дальнейшем увеличении  $H_\sigma$  к центру пленки эффективное поле анизотропии  $H_a \approx H_\sigma - H_h$  линейно нарастает.

В случае образца *T* ОЛН для магнитной анизотропии  $H_h$  и магнитоупругой анизотропии  $H_\sigma$  практически совпадают. Поэтому по мере линейного нарастания  $H_\sigma$  вдоль длинной оси пленки от краев к центру эффективное поле анизотропии  $H_a \approx H_h + H_\sigma$  также линейно увеличивается. При этом „шахматное“ отклонение угла  $\theta_a$  от среднего значения и в том, и в другом образце связано с небольшими отклонениями ОЛН магнитоупругой анизотропии  $H_\sigma$  из-за наличия в пленках сдвиговых компонент тензора упругих напряжений.

## 5. Заключение

Таким образом, методом локальных измерений на сканирующем спектрометре ФМР обнаружены и исследованы сложные распределения величины и угла направления поля одноосной магнитной анизотропии по площади неоднородно напряженных пермаллоевых пленок. Исследование проводилось на образцах с различной

ориентацией одноосной анизотропии, наведенной внешним постоянным магнитным полем во время вакуумного осаждения пленок, по отношению к направлению квазиодноосных неоднородных упругих напряжений, индуцированных посредством изгиба подложки вдоль длинной оси. Сделан расчет и построены распределения диагональных и сдвиговых компонент тензора упругих напряжений по площади исследуемых магнитных пленок. Показано, что сдвиговые компоненты лишь на порядок меньше по величине диагональных компонент, поэтому они способны оказывать существенное влияние на формирование магнитной анизотропии.

Проведен феноменологический расчет распределения величины и направления эффективной одноосной магнитной анизотропии по площади пленок, показавший хорошее согласие с экспериментом и позволивший объяснить природу наблюдаемых эффектов. В частности, доказано, что наблюдаемый характер неоднородностей по площади пленок углов анизотропии, демонстрирующий на распределениях две вершины и две впадины, расположенные в „шахматном“ порядке примерно на половине площади пленки в области ее середины, обусловлен сдвиговыми компонентами упругих напряжений. Именно сдвиговыми компонентами объясняется почти строгая осевая симметрия второго порядка в картине распределения углов ОЛН, отклонение которых от среднего направления достигает нескольких градусов.

Показано, что для пленки с поперечным направлением наведенной внешним полем магнитной анизотропии эффективная анизотропия увеличивается за счет магнитоупругой. Поэтому по мере линейного роста напряжений вдоль длинной оси пленки от краев к центру поле анизотропии линейно нарастает примерно в 2 раза. При этом направление ОЛН изменяется в пределах около  $10^\circ$ . Для пленки с продольным направлением наведенной внешним полем одноосной магнитной анизотропии магнитоупругая анизотропия направлена ортогонально. В результате по мере линейного роста напряжений вдоль длинной оси пленки от краев к центру эффективное поле анизотропии сначала линейно падает до нуля, а затем вновь растет, достигая максимума в центре образца. В этом образце направление ОЛН почти совпадает с направлением преобладающей анизотропии, а поэтому в точках их взаимной компенсации наблюдается скачок изменения угла анизотропии на  $90^\circ$ .

## Список литературы

- [1] Р. Суху. Магнитные тонкие пленки. Мир, М. (1967). 423 с.
- [2] Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. Физические свойства и применение магнитных пленок. Наука, Новосибирск (1975). 223 с.
- [3] В.А. Игнатченко. ЖЭТФ **40**, 1228 (1961).
- [4] Б.А. Беляев, А.В. Изотов, А.А. Лексиков. Завод. лаб. Диагностика материалов **67**, 24 (2001).
- [5] Б.А. Беляев, А.В. Изотов, С.Я. Кипарисов. Письма в ЖЭТФ **74**, 248 (2001).
- [6] Б.А. Беляев, А.В. Изотов. Письма в ЖЭТФ **76**, 209 (2002).
- [7] Б.А. Беляев, А.Г. Владимиров, В.В. Поляков. Тр. XVI Всерос. школы-семинара „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. М. (1998). Ч. I. С. 243.
- [8] E. Du Trimolet De Lacheisserie, J.C. Peuzin. J. Magn. Mater. **136**, 189 (1994).
- [9] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. Наука, М. (1987). 248 с.
- [10] Y. Shiroishi, K. Shiiki, I. Yuitoo, H. Tanabe, H. Fujiwara, M. Kudo. IEEE Trans. Magn. **20**, 485 (1984).
- [11] Б.А. Беляев, А.А. Лексиков, И.Я. Макиевский, В.В. Тюрнев. ПТЭ **3**, 106 (1997).
- [12] В.А. Belyaev, A.V. Izotov, A.A. Leksikov. IEEE Sensors J. **5**, 260 (2005).
- [13] S.D. Bader. J. Magn. Mater. **100**, 440 (1991).
- [14] Б.А. Беляев, А.А. Иваненко, А.А. Лексиков, И.Я. Макиевский, А.З. Пашкевич, В.В. Тюрнев. Препринт № 761Ф. Институт физики СО РАН, Красноярск (1995). 58 с.
- [15] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1032 с.
- [16] Дж. Най. Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц. ИЛ, М. (1967). 385 с.