

Синтез и исследование магнитных характеристик нанокристаллических пленок кобальта

© Б.А. Беляев, А.В. Изотов*, С.Я. Кипарисов, Г.В. Скоморохов

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

* Сибирский федеральный университет,

660041 Красноярск, Россия

E-mail: belyaev@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 25 июля 2007 г.)

Исследовано влияние различных технологических условий на основные магнитные характеристики нанокристаллических пленок кобальта, полученных методом химического осаждения. Измерение эффективной намагниченности насыщения, одноосной анизотропии, коэрцитивной силы и других характеристик локальных участков пленок проведены на сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса в дециметровом диапазоне длин волн. Разработана методика приготовления подложек и найдены оптимальные технологические условия синтеза тонких пленок, позволяющие существенно уменьшить степень магнитных неоднородностей по площади и по толщине образцов. Показана возможность значительного уменьшения ширины линии ферромагнитного резонанса с целью увеличения магнитной проницаемости пленок в заданном диапазоне сверхвысоких частот.

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

Тонкие пленки из магнитомягких материалов широко используются в головках записи и считывания информации, в датчиках слабых магнитных полей, на их основе также разрабатываются конструкции различных управляемых устройств в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ): фильтров, амплитудных модуляторов, ограничителей мощности, фазовых манипуляторов. Одним из самых важных параметров пленок для таких устройств является высокая магнитная проницаемость μ при одновременно достаточно низком уровне потерь СВЧ-мощности в заданном диапазоне частот. Поэтому поиск новых физических принципов и технологий для создания пленок с высокой μ , а также совершенствование уже известных подходов относят к важным и актуальным задачам современной физики магнитных явлений. Очевидно, что для решения этой проблемы в первую очередь необходимо добиваться увеличения намагниченности насыщения материала M_0 и уменьшения ширины линии ферромагнитного резонанса (ФМР) ΔH , которая в тонких пленках в значительной мере определяется степенью неоднородностей магнитных характеристик по площади и по толщине образцов.

Хорошо известно, что сравнительно высокой магнитной проницаемостью на СВЧ обладают металлические аморфные пленки, которые в отличие от поликристаллических образцов имеют более узкие линии ФМР благодаря отсутствию в них механизма уширения, связанного с разбросом осей магнитной кристаллографической анизотропии, имеющим место в обычном поликристалле в силу произвольной ориентации кристаллитов в нем. Для получения таких аморфных пленок разработано

множество различных технологий, но среди них особое место занимает используемая нами в этой работе технология химического осаждения [1,2], которая отличается простотой, доступностью и дешевизной.

Важно отметить, что свойства образцов, получаемых химическим синтезом, очень сильно зависят от множества технологических факторов: состава и концентрации солей в растворе, его температуры, материала и качества подложки, а также от технологии ее предварительной обработки. Кроме того, на параметры пленок большое влияние оказывают характеристики внешнего магнитного поля, обычно присутствующего при осаждении образцов: его величина и однородность, а также ориентация относительно осей подложки. Поэтому для оптимального решения той или иной задачи по созданию пленок с требуемыми характеристиками, как правило, невозможно обойтись без обширных технологических исследований, позволяющих определить условия достижения предельно высоких значений для выбранных характеристик. В частности, нами проведены исследования, направленные на получение минимальной ширины линии ФМР пленок кобальта при максимальном значении эффективной намагниченности насыщения, а также на уменьшение степени магнитных неоднородностей по площади и по толщине образцов с целью достижения в них предельно высокой магнитной проницаемости в заданном диапазоне СВЧ.

2. Образцы и методика измерения

Известно, что химически осажденные пленки кобальта, никеля, железа и их сплавов при достаточно небольшой концентрации фосфора в образцах, необходимого

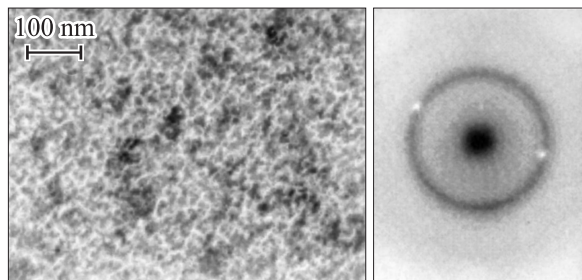


Рис. 1. Микрофотография участка химически осажденной пленки и ее электронограмма.

для образования рентгеноаморфной структуры, имеют высокую намагниченность насыщения и сравнительно узкую ширину линии ФМР, т.е. могут обладать достаточно большой магнитной проницаемостью на СВЧ. Известно также, что технология осаждения таких пленок на диэлектрические подложки требует предварительного активирования поверхности подложек подслоем палладия, который имеет, как показывают исследования, поликристаллическую структуру. Поэтому при осаждении магнитной пленки на этот подслой ее атомы за счет эпитаксии „подстраиваются“ под кристаллическую структуру палладия, но только на начальной стадии роста образца. В результате первые слои магнитной пленки не являются аморфными, повторяя структуру подслоя палладия, однако с увеличением толщины пленка постепенно становится рентгеноаморфной благодаря наличию в ее составе небольшого количества фосфора, „выпадающего“ в процессе синтеза и служащего аморфизатором.

Для иллюстрации на рис. 1 представлены типичная фотография участка химически осажденной рентгеноаморфной пленки толщиной 60 nm и ее электронограмма, полученная на просвечивающем электронном микроскопе. Видно, что на фоне диффузно размытого гало электронограммы наблюдается интенсивный первый и слабый второй дифракционные рефлексы, свидетельствующие о наличии ближнего порядка. Это означает, что структура рентгеноаморфной пленки на самом деле не является аморфной, а рефлексы на электронограмме отвечают межплоскостным расстояниям соответственно $\lambda_1 \approx 2.03 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 \approx 1.22 \text{ \AA}$. Как правило, такие пленки имеют нанокристаллическую структуру с типичными размерами кристаллитов 2–6 nm, разделенных между собой тонкими прослойками фосфора. Поэтому химически осажденные рентгеноаморфные пленки называют еще наногранулированными.

Пленки обычно осаждают в однородном постоянном магнитном поле, приложенном в плоскости подложки, для того чтобы уменьшить степень магнитных неоднородностей по площади образцов и одновременно сузить ширину линии ФМР. Однако с уменьшением толщины получаемых образцов, начиная примерно от 50 nm, ширина линии ФМР быстро растет, увеличиваясь по крайней мере на порядок [3] даже при наличии сравнительно большого и однородного магнитного поля во

время осаждения. Данный факт обусловлен тем, что на начальной стадии роста образца, как уже отмечалось выше, атомы формируемой пленки „подстраиваются“ под поликристаллическую структуру подслоя палладия за счет эпитаксии, а в результате в первых слоях пленки наблюдается почти хаотичная ориентация наногранул (нанокристаллитов), приводящая к существенному уширению линии ФМР.

Важно отметить, что постоянное магнитное поле, прикладываемое во время синтеза пленок, индуцирует в них одноосную планарную магнитную анизотропию, природа которой главным образом связана с магнитострикцией и упругими напряжениями, возникающими между пленкой и подложкой [4]. Интересно, что линейный рост поля наведенной одноосной анизотропии с увеличением внешнего магнитного поля наблюдается лишь в слабых полях, но уже в поле $\sim 1.5 \text{ Oe}$ наступает насыщение [5]. При этом для получения изотропной пленки необходима компенсация лабораторных полей с точностью не хуже 10^{-3} Oe [6].

Нами показано [7], что высокочастотные свойства химически осажденных „рентгеноаморфных“ магнитных пленок можно существенно улучшить, если при их получении предварительно на подслое палладия осадить буферный немагнитный, но аморфный слой определенной толщины. В качестве такого буферного слоя удобно использовать пленку Ni–P, получаемую также химическим осаждением, с содержанием фосфора в ней больше 7%, когда она становится немагнитной [8]. Исследование основных магнитных характеристик таких многослойных структур и влияния на них различных технологических условий проводилось нами на образцах нанокристаллических пленок кобальта с содержанием фосфора около 4%, осажденных на стеклянные подложки размером $12 \times 12 \text{ mm}$ и толщиной 2.5 mm. Подложки вырезались алмазным стеклорезом из тщательно отмытых стандартных фотопластинок, предназначенных для изготовления фотошаблонов в технологии микроэлектронной фотолитографии.

Буферный немагнитный аморфный слой Ni–P толщиной δ осаждался при температуре 90°C на предварительно обработанные по способу [9] подложки с осаждением на них оксида олова (см. вставку к рис. 2) толщиной в несколько атомарных слоев и слоя палладия толщиной 5 nm. Осаждение пленки Ni–P происходило из раствора реактивов следующего состава: никель серно-кислый — 7 g/l, гипофосфит натрия — 10 g/l, лимонно-кислый натрий — 25 g/l, хлористый аммоний — 17 g/l и, наконец, аммиак — 0.7 ml/l (водородный показатель раствора или pH = 8.5).

На приготовленную таким образом многослойную структуру осаждались нанокристаллические пленки Co–P толщиной d , но уже при температуре 97°C и в однородном постоянном магнитном поле $H = 3 \text{ kOe}$, ориентированном в плоскости подложки вдоль одной из ее сторон. Осаждение проводилось из раствора следующего состава: кобальт серно-кислый — 30 g/l, гипофосфит натрия — 50 g/l, лимонно-кислый натрий — 80 g/l

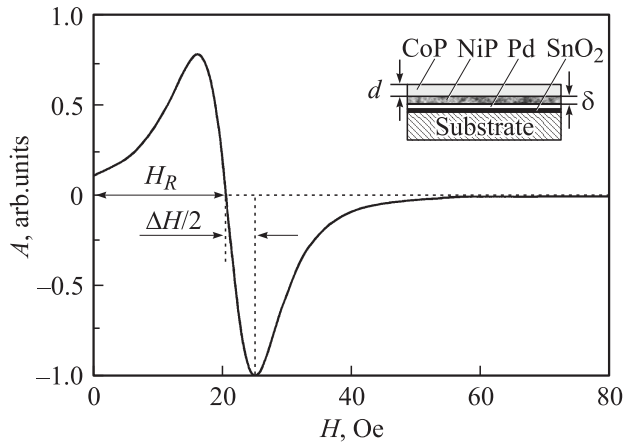


Рис. 2. Исследуемый образец и дифференциальная кривая линии ФМР, записанная на сканирующем спектрометре ФМР с локального участка пленки кобальта толщиной 10 nm.

и аммиак — 3 ml/l (pH = 9.0). Отметим, что толщины слоев определялись по времени осаждения. Для этого предварительно проводились калибровочные измерения скоростей роста каждого слоя с помощью рентгеновского рефлектометра, позволяющего определить толщины пленок с точностью не хуже ± 1 nm.

Измерение магнитных параметров на локальных участках осажденных таким образом образцов проводилось на автоматизированном сканирующем спектрометре ФМР [10], 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, модуляционным методом [11] по изменению 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 в 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, в силу миниатюрности МПР и использования низкочастотной (на частоте 1 kHz) модуляции постоянного магнитного поля развертки с последующим синхронным детектированием сигнала. Достоинством, кроме того, является также 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 магнитных пленок, такие как магнитострикция, объемная и поверхностная магнитная анизотропия, зависят от величины приложенного к образцу постоянного магнитного поля H . Кроме того, неоднородности этих величин по площади пленки, как правило, нивелируются с увеличением H . Принимая во внимание тот факт, что поле 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 с частотами накачки ~ 10 GHz резонансные магнитные поля слишком велики даже при их ориентации в плоскости пленки, когда размагничивающие факторы близки к нулю. Для пермаллоевых пленок, например, эти поля составляют величину $\sim 10^3$ Oe.

В связи с изложенным 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 составлял ~ 1 mm, а значит, локальность измерений определялась площадью ~ 0.8 mm². В ходе эксперимента на каждом локальном участке по всей поверхности пленки с шагом 1 mm регистрировались угловые зависимости резонансного поля H_R и ширины линии ΔH , 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 учитывалась еще и однонаправленная магнитная анизотропия [13], хотя ее величина в исследуемых пленках была невелика по сравнению с одноосной анизотропией. На сканирующем спектрометре ФМР нами измерялась также и коэрцитивная сила на локальных участках пленок, однако для таких измерений образец необходимо было перемагничивать вдоль направления оси легкого намагничивания (ОЛН) [13].

По угловым зависимостям H_R вычислялись следующие характеристики образцов: эффективная намагниченность насыщения, величина и направление полей одноосной и однонаправленной магнитной анизотропии, минимальная ширина линии ФМР. При этом запись спектров проводилась на обратном ходе развертки магнитного поля для исключения влияния гистерезисных явлений в пленке на спектр ФМР. С этой же целью после каждого поворота образца на определенный угол перед записью спектра пленка намагничивалась полем, по крайней мере на порядок превышающим поле одноосной анизотропии. Важно заметить, что полуширина линии ФМР оценивалась как разность между полем, соответствующим экстремуму на дифференциальной кривой поглощения справа от резонансного поля (рис. 2), и самим резонансным полем. В результате исключается погрешность измерения ΔH , обусловленная асимметричной формой линии ФМР, которая в свою очередь связана с искажением левого склона кривой поглощения в силу

проявления, например, нерезонансной высокочастотной восприимчивости анизотропной пленки [14].

3. Результаты исследований

Пусть тонкая магнитная пленка 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 ω , лежат в ее плоскости под углами θ_H и $\theta_H + \pi/2$ к оси x соответственно. Направление поля одноосной магнитной анизотропии в плоскости пленки H_a вдоль ОЛН задано углом θ_a , а однонаправленной анизотропии H_s — углом θ_s .

В этом случае плотность свободной энергии пленки F , являющейся суммой плотности энергии Зеемана F_H , плотности энергии одноосной F_a и однонаправленной F_s анизотропии, а также плотности энергии магнитных зарядов F_M , возникающих на поверхностях пленки в результате прецессии намагниченности, определяется следующим выражением:

$$F = F_H + F_a + F_s + F_M$$

$$= -(\mathbf{M}\mathbf{H}) - \frac{H_a}{2M_0} (\mathbf{M}\mathbf{n})^2 - (\mathbf{M}\mathbf{H}_s) + \frac{1}{2} (\mathbf{M}\mathbf{N}\mathbf{M}). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{H} = (\mathbf{H}_0 + \mathbf{h})$, $\mathbf{M} = (\mathbf{M}_0 + \mathbf{m})$, \mathbf{M}_0 и \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 \mathbf{M} под воздействием магнитного поля описывается уравнением Ландау–Лифшица

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}], \quad (2)$$

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

Решив уравнение (2) в линейном приближении при условии $m \ll M_0$ и $h \ll H_0$, несложно получить формулу, связывающую резонансное магнитное поле H_R с маг-

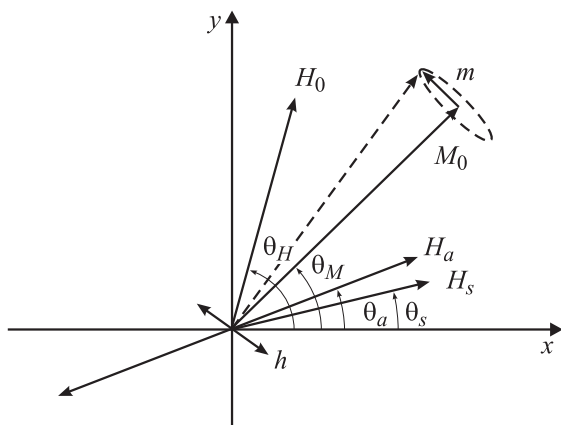


Рис. 3. Модель магнитной пленки с одноосной и однонаправленной анизотропией в плоскости.

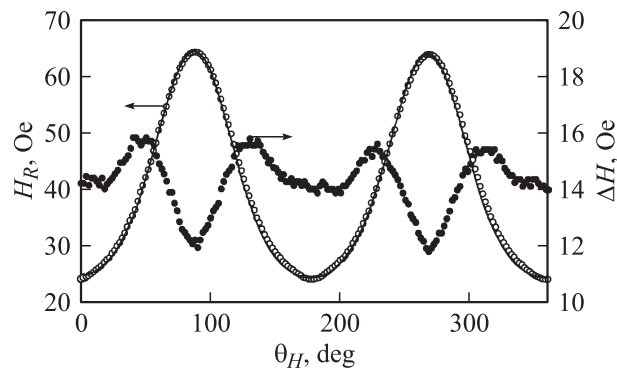


Рис. 4. Угловые зависимости резонансного поля H_R и ширины линии ФМР ΔH . Точки — эксперимент, линия — расчет.

нитными характеристиками образца при фиксированной частоте накачки ω ,

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = [H_R \cos(\theta_H - \theta_M) + H_a \cos 2(\theta_a - \theta_M) + H_s \cos(\theta_s - \theta_M)][4\pi M_0 + H_R \cos(\theta_H - \theta_M) + H_a \cos^2(\theta_a - \theta_M) + H_s \cos(\theta_s - \theta_M)], \quad (3)$$

где равновесное направление θ_M намагниченности насыщения пленки \mathbf{M}_0 определяется из уравнения

$$H_0 \sin(\theta_H - \theta_M) + \frac{1}{2} H_a \sin 2(\theta_a - \theta_M) + H_s \sin(\theta_s - \theta_M) = 0, \quad (4)$$

полученного из условия минимума плотности свободной энергии F (1).

Важно отметить, что в общем случае под M_0 необходимо понимать эффективное значение намагниченности насыщения [15], поскольку в рассматриваемой простой модели пленки не учитывались другие факторы, влияющие на абсолютное значение M_0 . В частности, не учитывалась ортогональная анизотропия, обусловленная ростом пленки и упругими напряжениями, а также сами упругие напряжения.

Из уравнений (3) и (4), зная частоту накачки ω , несложно определить величины магнитных характеристик на любом локальном участке образца по измеренным угловым зависимостям резонансного поля $H_R(\theta_H)$ [13].

В качестве примера на рис. 4 точками показаны значения резонансных полей H_R , измеренные в зависимости от угла направления магнитного поля θ_H с шагом 2° на одном из участков исследуемой пленки толщиной 10 nm. Сплошной линией показана теоретическая угловая зависимость H_R , которая имеет наименьшее среднеквадратичное отклонение от экспериментальных точек при следующих магнитных параметрах участка пленки: $M_0 \approx 1270$ G, $H_a \approx 19.8$ Oe, $\theta_a = -4^\circ$, $H_s \approx 0.85$ Oe и $\theta_s = -158^\circ$. Как уже отмечалось, по измеренным значениям $H_R(\theta_H)$ эти характеристики благодаря специально написанной программе определяются

автоматически. По существу, метод определения магнитных параметров заключается в приведении виртуальной полярной системы координат к центру симметрии фигуры, образованной измеренной угловой зависимостью резонансного поля $H_R(\theta_H)$ и построенной также в полярной системе координат [12].

Погрешность определения магнитных характеристик ТМП в первую очередь зависит от точности измерения резонансного поля, которая напрямую связана с амплитудой и шириной линии ферромагнитного резонанса конкретного образца. Отметим, что для исследуемых пленок величина H_R измерялась с точностью не хуже ± 0.02 Ое, а благодаря избыточному множеству зарегистрированных точек на угловых зависимостях погрешность определения магнитных характеристик образцов существенно уменьшается в результате усреднения по измеренному ансамблю. Однако большое количество измеряемых точек, очевидно, увеличивает время диагностики образца. Из опыта установлено [10], что для обеспечения требуемой точности определяемых характеристик пленок на угловых зависимостях резонансного поля вполне достаточно измерить всего по 5–6 точек с шагом 5–10°, но вблизи каждого из экстремумов.

Следует отметить, что для объективности сравнения различных образцов по ширине линии ФМР ΔH нами выбиралось минимальное значение на угловой зависимости $\Delta H(\theta_H)$, которое, как правило, имеет место при ориентации магнитного поля ортогонально направлению ОЛН. Наблюдаемое значительное уширение линии ФМР при других углах направления магнитного поля (рис. 4) связано в первую очередь с отклонением равновесного положения магнитного момента от направления магнитного поля, обусловленным анизотропией пленки (4).

Для первого эксперимента по описанной выше технологии изготовления образцов было синтезировано 28 нанокристаллических магнитных пленок Co–P, различающихся только толщиной буферного немагнитного слоя Ni–P, которая варьировалась в пределах $\delta = 0–80$ нм. Толщина же основного магнитного слоя в структуре у всех образцов была одинаковой — $d = 35$ нм. В центре каждого образца с участка площадью ~ 0.8 мм² были измерены магнитные характеристики, зависимости некоторых из них от толщины немагнитной прослойки представлены на рис. 5. Отметим, что в отсутствие буферного слоя ($\delta = 0$) ширина линии ФМР исследуемой пленки имеет максимальную величину $\Delta H \approx 90$ Ое, что приводит к уменьшению сигнала ФМР по крайней мере на порядок. При этом остальные магнитные параметры также имеют экстремальные значения: эффективная намагниченность насыщения наименьшее ($M_0 \approx 700$ Г), а коэрцитивная сила и поле однонаправленной анизотропии — наибольшее ($H_c \approx 70$ Ое, $H_s \approx 6$ Ое). Этот факт обусловлен структурными изменениями в первых слоях кобальта на границе с палладием, где благодаря эпитаксии происходит переход от поликристаллического состояния до рентгеноаморфного, а также возникающими при этом большими упругими напряжениями, сильно градиентными по толщине пленки.

С ростом толщины немагнитной рентгеноаморфной прослойки Ni–P структурные изменения на границе с палладием происходят уже в ней, и она же постепенно демпфирует градиент упругих напряжений. В результате осажденная на прослойку магнитная пленка Co–P почти не испытывает упругих напряжений и, очевидно, является однородной по всей толщине, что доказывает уменьшение ширины линии ФМР, коэрцитивной силы и однонаправленной магнитной анизотропии приблизительно в 10 раз. Эффективная намагниченность насыщения при этом увеличивается почти в 2 раза, а величина поля одноосной магнитной анизотропии H_a изменяется всего лишь в пределах 10%, но имеет минимум при толщине прослойки $\delta \approx 5–6$ нм. Важно отметить, что в области толщин $\delta \approx 0–10$ нм наблюдаются наибольшие изменения всех измеренных величин, а при толщине $\delta \approx 30$ нм почти все зависимости выходят на насыщение. Заметим, что направление ОЛН в пленке кобальта всегда совпадает с направлением ориентирующего во время осаждения образцов постоянного магнитного поля.

Для второго эксперимента было изготовлено еще 60 образцов, различающихся только толщиной основного магнитного слоя Co–P, которая варьировалась с малым шагом в пределах $d = 1–100$ нм. При этом толщина буферного слоя у всех образцов была одинаковой ($\delta = 20$ нм). Угловые зависимости спектров ФМР и кривые перемагничивания, по которым вычислялись магнитные характеристики пленок, измерялись также на локальных участках площадью ~ 0.8 мм² в центре образцов. Зависимости некоторых из полученных таким образом параметров от толщины магнитной пленки

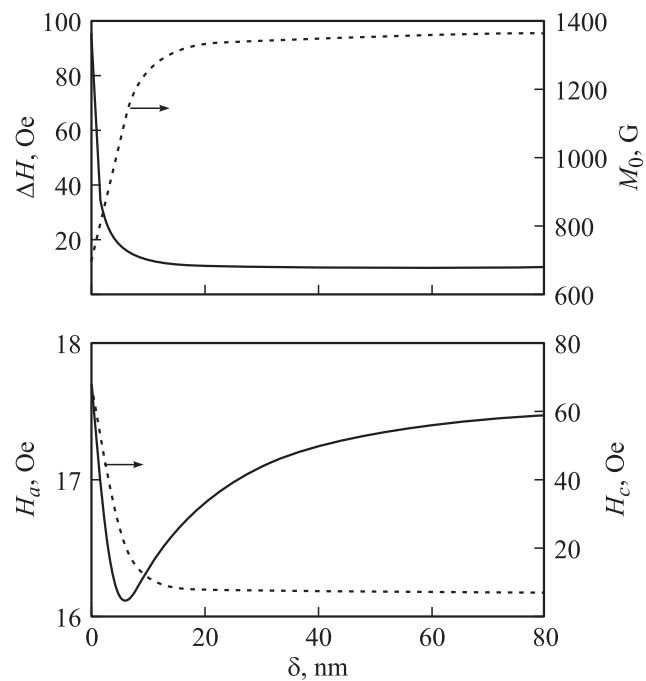


Рис. 5. Зависимости ширины линии ФМР ΔH , эффективной намагниченности насыщения M_0 , поля анизотропии H_a и коэрцитивной силы H_c пленки кобальта от толщины буферного слоя.

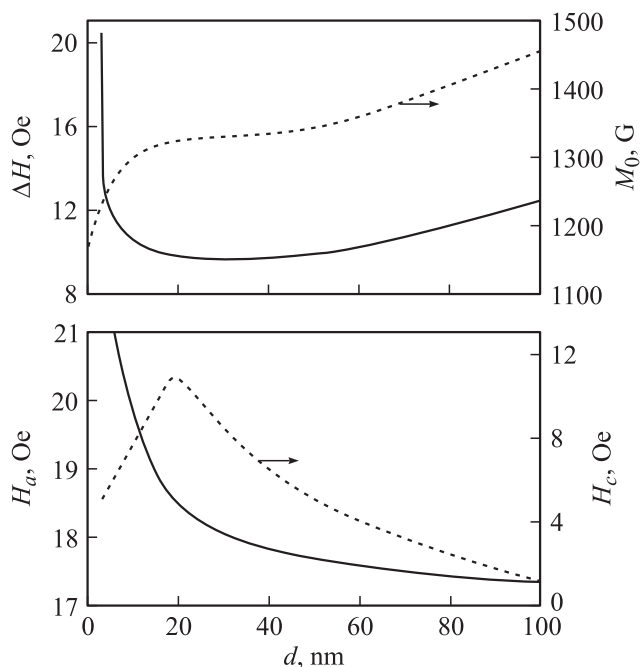


Рис. 6. Зависимости ширины линии ФМР ΔH , эффективной намагниченности насыщения M_0 , поля анизотропии H_a и коэрцитивной силы H_c пленки кобальта от ее толщины.

представлены на рис. 6. С ростом резко уменьшаются поля не только одноосной, но и однонаправленной анизотропии, а также ширина линии ФМР, которая, однако, в области „больших“ толщин пленки начинает монотонно увеличиваться в соответствии с проявлением скин-эффекта. При этом эффективная намагниченность сначала резко увеличивается до $M_0 \approx 1330$ G, достигая насыщения при $d \approx 20$ nm, а затем вновь монотонно растет, начиная с толщины магнитной пленки $d \approx 60$ nm. Зависимость коэрцитивной силы от толщины магнитной пленки в этом эксперименте показывает ярко выраженный максимум при $d \approx 20$ nm $H_c \approx 11$ Oe. Возможно, что этому максимуму коэрцитивной силы соответствует толщина пленки, при которой происходит смена типа доменных границ: доменные границы Нееля сменяют доменные границы Блоха [16].

Следует отметить, что на образце с самым тонким магнитным слоем в рассматриваемой серии $d = 1$ nm измерения показали следующие характеристики: $M_0 \approx 1180$ G, $H_c \approx 5.5$ Oe, $H_s \approx 1.7$ Oe, $H_a \approx 23$ Oe и $\Delta H \approx 20$ Oe. Однако наименьшая толщина пленки кобальта, при которой также уверенно регистрируется сигнал ФМР на фоне шумов для образца, полученного без прослойки Ni–P (осаждением Co–P непосредствен-

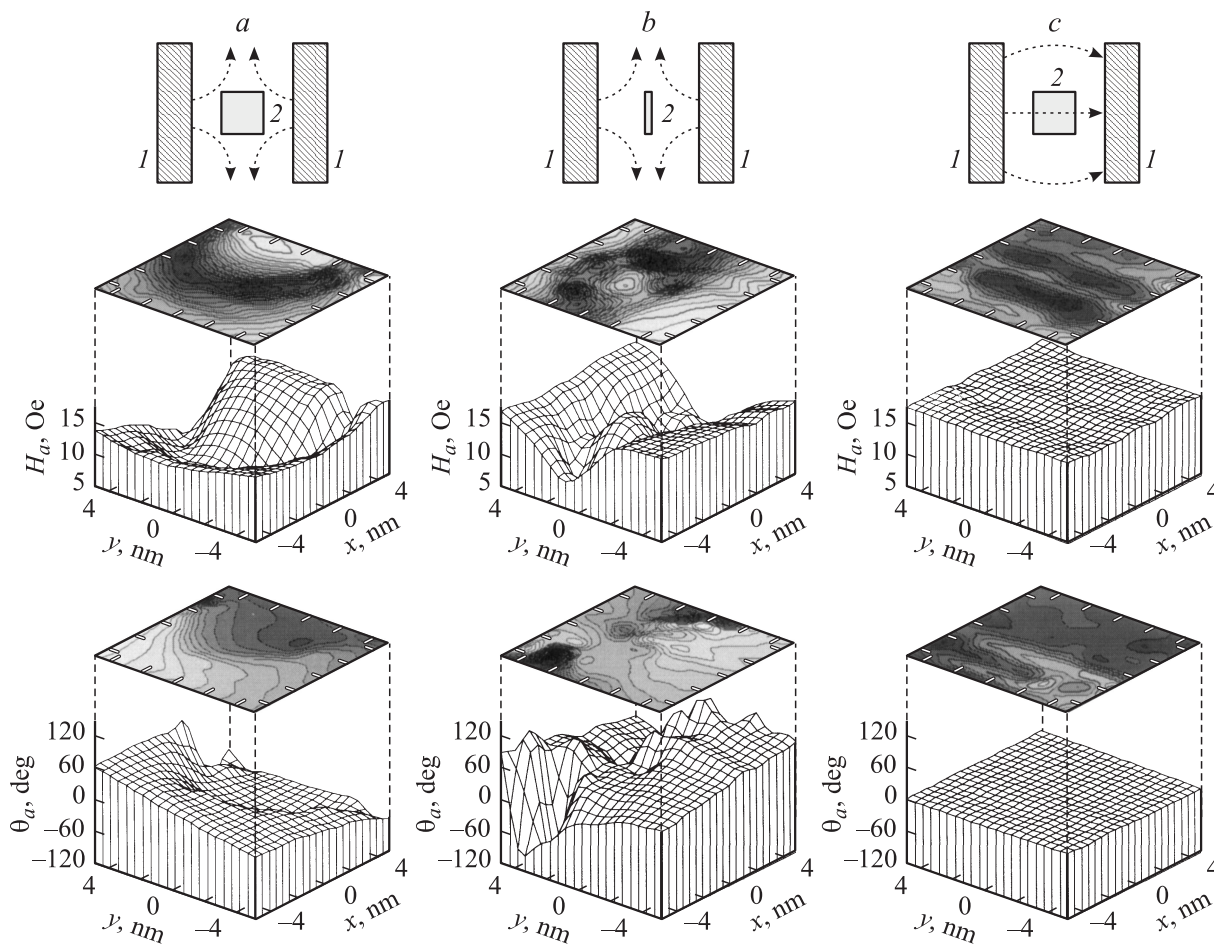


Рис. 7. Распределение величины и направления поля одноосной магнитной анизотропии пленок, осажденных в градиентном магнитном поле (a, b) и контрольного образца, полученного в однородном магнитном поле (c). 1 — магниты, 2 — подложка.

Средние величины измеренных параметров по площади образцов и их дисперсии

| Образец | Среднее от измеряемой величины Дисперсия измеренного параметра | | | | |
|---------|---|-----------------------|---------------------|---------------------|----------------------|
| | M_0, G | H_a, Oe | θ_a, deg | H_s, Oe | $\Delta H, Oe$ |
| a | $\frac{1305}{216}$ | $\frac{14.19}{11.17}$ | $\frac{-53}{180}$ | $\frac{0.24}{3.05}$ | $\frac{11.49}{8.12}$ |
| b | $\frac{1282}{94}$ | $\frac{12.07}{12.74}$ | $\frac{-3.18}{180}$ | $\frac{0.29}{1.03}$ | $\frac{12.63}{4.53}$ |
| c | $\frac{1365}{47}$ | $\frac{17.35}{1.19}$ | $\frac{0.57}{5.50}$ | $\frac{0.06}{0.21}$ | $\frac{10.28}{2.17}$ |

но на подслое палладия), примерно в 3 раза больше. В такой пленке эффективная намагниченность насыщения $M_0 \approx 690 G$, поле одноосной магнитной анизотропии $H_a \approx 19 Oe$, коэрцитивная сила $H_c \approx 77 Oe$, поле однонаправленной анизотропии $H_s \approx 6.5 Oe$ и, наконец, ширина линии ФМР $\Delta H \approx 100 Oe$.

Как уже отмечалось, ширина линии ФМР сильно зависит от магнитных неоднородностей, присущих тонким магнитным пленкам, которые обусловлены качеством подложек, особенностями технологии получения пленок, а кроме того, неоднородностями внешнего постоянного магнитного поля, присутствующего при осаждении пленок. Изучение влияния неоднородностей внешнего магнитного поля на магнитные характеристики пленок Со–Р нами проводилось на трех специально приготовленных образцах, имеющих одинаковые толщины как основного слоя $d = 70 nm$, так и немагнитной прослойки $\delta = 30 nm$. Два образца осаждались в градиентном магнитном поле, образованном двумя параллельными „встречно-направленными“ прямоугольными кобальт-самариевыми магнитами размерами $40 \times 40 \times 10 mm$, находящимися на расстоянии $30 mm$ друг от друга (рис. 7). Причем подложка первого из образцов (образец a) ориентировалась примерно в центре зазора ортогонально поверхности магнитов, а второго (образец b) — параллельно. Третий (контрольный) образец c осаждался как обычно — в однородном магнитном поле, приложенном в плоскости подложки.

Как и следовало ожидать, неоднородности всех магнитных характеристик для пленок, получаемых в градиентном магнитном поле, существенно увеличиваются. При этом наиболее сильные изменения по площади образцов претерпевает величина поля одноосной магнитной анизотропии H_a , направления ОЛН θ_a (рис. 7), а также величина однонаправленной анизотропии. Для всех трех исследуемых образцов в таблице приведены средние значения некоторых магнитных характеристик и дисперсии этих параметров.

Видно, что неоднородности намагниченности насыщения, однонаправленной анизотропии и ширины линии ФМР у образца a примерно в 2 раза выше, чем у образца b , при этом они существенно больше, чем у контрольного образца. Заметим, что средняя ширина линии ФМР в контрольном образце меньше почти на 15%, чем в образце a , и почти на 30%, чем в образце b .

4. Заключение

Таким образом, проведенные исследования показали, что осаждение немагнитной рентгеноаморфной прослойки между подслоем палладия и магнитной пленкой кобальта в технологии его химического синтеза позволяет значительно увеличить СВЧ-магнитную проницаемость образцов за счет уменьшения ширины линии ФМР и увеличения эффективной намагниченности насыщения. При этом для получения максимального эффекта толщина немагнитной прослойки должна быть не менее 20–30 nm.

Исследования также показали, что оптимальная толщина химически осажденных по описанной выше технологии нанокристаллических пленок кобальта, обеспечивающая минимальную ширину линии ФМР, а значит, и максимальную магнитную проницаемость образца в дециметровом диапазоне длин волн, попадает в сравнительно широкий интервал ~ 20 – $60 nm$. Факт уменьшения магнитной проницаемости с ростом толщины пленки связан с проявлением скин-эффекта, поэтому при синтезе образцов на более низкие частоты оптимальная толщина пленки должна увеличиваться пропорционально $f^{-0.5}$.

Список литературы

- [1] В.В. Бондарь. Итоги науки. Сер. хим. „Электрохимия-1966“. ВИНТИ (1968). С. 56.
- [2] К.М. Горбунова, А.А. Никифорова, Г.А. Судаков. Физико-химические основы процесса химического кобальтирования. Наука, М. (1974). 219 с.
- [3] Б.А. Беляев, С.Я. Кипарисов, Г.В. Скоморохов. В кн.: Харьковская нанотехнологическая ассамблея. Докл. 18-го Междунар. симп. „Тонкие пленки в оптике и нанoeлектронике“. Харьков, Украина (2006). Т. 2. С. 46.
- [4] В.А. Игнатченко. ЖЭТФ **40**, 1228 (1961).
- [5] Г.В. Попов, С.Я. Кипарисов, Е.Н. Матвейко, А.В. Тарасенко. Препринт № 582Ф. Ин-т физики им. Л.В. Киренского СО АН СССР, Красноярск (1989). 21 с.
- [6] С.Я. Кипарисов. А.с. СССР № 1157132. БИ № 19 (1985).
- [7] С.Я. Кипарисов, Б.А. Беляев. Патент России по заявке № 2005101557 (2006).
- [8] Б.А. Беляев, С.Я. Кипарисов. Тр. XX Междунар. школы-семинара „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. М. (2006). С. 763.
- [9] С.Я. Кипарисов. А.с. СССР № 1145050. БИ № 10 (1985).
- [10] Б.А. Беляев, А.А. Лексиков, И.Я. Макиевский, В.В. Тюрнев. ПТЭ **3**, 106 (1997).
- [11] Б.А. Беляев, А.В. Изотов, А.А. Лексиков. Завод. лаб. Диагностика материалов **67**, 23 (2001).
- [12] Б.А. Беляев, А.В. Изотов. ФТТ **49**, 1651 (2007).
- [13] В.А. Belyaev, A.V. Izotov, A.A. Leksikov. IEEE Sensors J. **5**, 260 (2005).
- [14] Б.А. Беляев, А.В. Изотов, С.Я. Кипарисов. Письма в ЖЭТФ **74**, 248 (2001).
- [15] J.R. Macdonald. Phys. Rev. **106**, 890 (1957).
- [16] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1032 с.