

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ГОЛОВКИ СКАНИРУЮЩЕГО СПЕКТРОМЕТРА ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

© 2021 г. Б. А. Беляев^{a,b,*}, Н. М. Боев^{a,b}, А. А. Горчаковский^{a,b}, Р. Г. Галеев^{c,d}

^a Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН
Россия, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, строение 38

^b Сибирский федеральный университет
Россия, 660041, Красноярск, просп. Свободный, 79

^c Сибирский государственный университет науки и технологий им. академика М.Ф. Решетнева
Россия, 660037, Красноярск, просп. им. газеты “Красноярский рабочий”, 31

^d АО “НПП “Радиосвязь”
Россия, 660021, Красноярск, ул. Декабристов, 19

*e-mail: belyaev@iph.krasn.ru

Поступила в редакцию 11.08.2020 г.

После доработки 17.08.2020 г.

Принята к публикации 25.08.2020 г.

Описаны конструкции измерительных головок для сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса, которые предназначены для регистрации спектров поглощения электромагнитного излучения локальными участками тонких магнитных пленок. Степень локальности определяется диаметром измерительного отверстия головки в диапазоне 0.1–1.0 мм. Чувствительность устройства существенно повышена благодаря миниатюрности нерегулярного измерительного резонатора и сравнительно высокой его собственной добротности. Набор сменных головок позволяет перекрыть диапазон частот 0.1–6.0 ГГц, при этом отношение сигнал/шум для головки с диаметром отверстия 0.8 мм, измеренное на пермаллоевой пленке толщиной 5 нм, не менее 10 дБ.

DOI: 10.31857/S0032816221010249

ВВЕДЕНИЕ

Тонкие магнитные пленки (т.м.п.) широко используются в устройствах записи и считывания информации [1, 2], на них конструируются датчики слабых магнитных полей [3, 4], создаются частотно-селективные устройства [5, 6] и разнообразных устройств на основе спинтроники [7], а также нелинейные устройства сверхвысоких частот (с.в.ч.), например умножители частоты [8]. Характеристики таких устройств зависят не только от магнитных параметров т.м.п., но и от степени неоднородности этих параметров по площади пленок, которая определяется качеством подложки и конкретной технологией изготовления образцов.

Очевидно, что развитие любой технологии нанесения магнитных пленок невозможно без оборудования, позволяющего измерять их характеристики на локальных участках получаемых образцов и, в первую очередь, параметры магнитной анизотропии и затухания прецессии намагниченности. В этом случае одним из наиболее эффективных и точных методов является метод ферромагнитного резонанса (ф.м.р.) [1, 9, 10].

Исследовать локальные участки т.м.п. методом ф.м.р., используя отверстие в стенке полого резонатора, предложил Frait Z. [11]. Тонкая магнитная пленка прикладывалась выбранному участку к отверстию снаружи резонатора, отверстие служило локализованным источником высокочастотного магнитного поля. Используя эту идею, Суху разработал конструкцию установки для снятия спектров ф.м.р. с локальных участков пленок, получившей название “микроволновый магнитный микроскоп” [1, 12]. При этом только замена полого резонатора на микрополосковый привела к существенному повышению как чувствительности измерительной установки, так и точности регистрации спектров с локальных участков т.м.п. [13]. Это позволило разработать автоматизированный сканирующий спектрометр ф.м.р., с помощью которого можно наблюдать характер распределения неоднородности целого ряда магнитных характеристик по площади образцов [13, 14].

Благодаря появлению сканирующего спектрометра ф.м.р. обнаружен и исследован ряд новых эффектов в магнитных пленках, которые имеют не только научное, но и практическое значение. В частности, обнаружен эксцесс магнитной вос-

приимчивости, наблюдаемый вблизи поля одноосной магнитной анизотропии в широком диапазоне частот, получивший название нерезонансной магнитной восприимчивости [15]. Обнаружен и исследован ф.м.р. в квазиравновесном состоянии магнитного момента т.м.п. [16]. Выявлено резкое изменение величины и угла направления одноосной магнитной анизотропии вблизи краев т.м.п. [17, 18], которое обусловлено магнитными полями, существующими на торцах намагниченного образца [19]. Показана возможность измерения с высокой точностью углов интерфейса монокристаллической подложки, на которую осаждена магнитная пленка [20]. Недавно был обнаружен флексомагнитный эффект в неоднородно напряженной магнитной пленке [21].

Чувствительным элементом сканирующего спектрометра ф.м.р. является с.в.ч.-головка из металлического корпуса, в котором размещен микрополосковый резонатор на подложке с высокой диэлектрической проницаемостью. Резонатор имеет отверстие в экране вблизи пучности высокочастотного магнитного поля и является задающим колебательным контуром транзисторного с.в.ч.-генератора, работающего в автодинном режиме, с амплитудным детектором на выходе [13, 14]. Изменение сигнала на детекторе при развертке постоянного магнитного поля пропорционально величине поглощения с.в.ч.-мощности участком пленки, расположенным под измерительным отверстием.

Чувствительность головок с микрополосковым резонатором более высокая по сравнению с полыми резонаторами. Тем не менее, этой чувствительности недостаточно при измерении параметров пленок толщиной менее 10 нм, и поэтому требуется накопление сигнала, что значительно увеличивает время измерений. Важно отметить, что размеры микрополоскового резонатора увеличиваются обратно пропорционально его резонансной частоте, что приводит к соответствующему снижению чувствительности измерительной головки.

В настоящей работе представлены конструкции новых миниатюрных нерегулярных резонаторов и с.в.ч.-головок на их основе, чувствительность которых повышена более чем на порядок, причем чувствительность всех головок, работающих в диапазоне частот 0.1–6.0 ГГц, остается почти одинаковой.

КОНСТРУКЦИЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ С.В.Ч.-ГОЛОВКИ

Известно [22], что поглощение электромагнитной энергии образцом, помещенным в с.в.ч.-резонатор, пропорционально мнимой части его комплексной восприимчивости χ'' . Минималь-

ную величину χ'' , которую спектрометр способен обнаружить, можно оценить по формуле:

$$\chi''_{\min} = \frac{KV}{\pi Q_0} \sqrt{\frac{kT_N \Delta f}{P}}. \quad (1)$$

Здесь K – коэффициент заполнения резонатора образцом; V – эффективный объем резонатора, определяемый из соотношения $W = Vh^2/(8\pi)$, где h – амплитуда высокочастотного магнитного поля на образце, а W – полная энергия, запасенная в резонаторе; Q_0 – собственная добротность резонатора; k – постоянная Больцмана; T_N – эквивалентная температура шумов детектора; Δf – ширина полосы пропускания детектора; P – мощность с.в.ч.-генератора.

Из формулы (1) следует, что для повышения чувствительности спектрометра необходимо увеличить отношение Q_0/V . Однако, учитывая тот факт, что существенно повысить собственную добротность миниатюрного резонатора практически невозможно, добиться повышения чувствительности сканирующего спектрометра ф.м.р. можно только уменьшением объема измерительного резонатора.

Как уже отмечалось, резонатор является задающим контуром с.в.ч.-генератора измерительной головки, принципиальная схема которого приведена на рис. 1. Генератор представляет собой емкостную трехточку на биполярном транзисторе T_1 , включенном по схеме с общей базой. Это позволяет минимизировать число элементов в схеме и упростить трассировку печатной платы головки. Оптимальный режим транзистора по постоянному току устанавливается подстроечным резистором R_1 . В качестве полуволнового резонатора в схеме используется П-образный колебательный контур с индуктивностью в виде небольшого отрезка микрополосковой линии. К одному концу линии подключены соединенные последовательно емкости C_2 и C_3 , образующие делитель по высокочастотному току, а к другому – емкость C_4 . Эти емкости, обозначенные на схеме звездочкой, регулируют частоту генератора, а подбором соотношения емкостей C_2 и C_3 устанавливается оптимальная обратная связь в генераторе для достижения требуемой чувствительности головки. Отметим, что емкости контура C_2 и C_3 в зависимости от частоты генератора могут быть частично или полностью образованы паразитными емкостями транзистора и монтажа схемы. При этом собственная добротность такого миниатюрного резонатора с ростом частоты в интервале 0.1–6.0 ГГц повышается с 80 до 110. Для исключения проникновения высокочастотных колебаний от генератора в цепь однополярного питания используется дроссель L_1 и шунтирующая емкость C_6 . Детектор, регистрирующий изменение амплитуды колебаний генератора, собран по схеме двухполупериодного

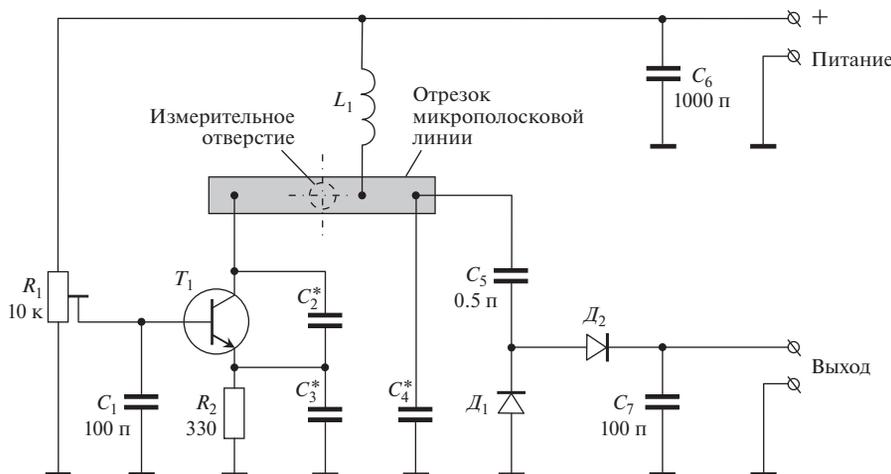


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема измерительной головки сканирующего спектрометра ф.м.р. T_1 – BFU690F; D_1, D_2 – BAT62.

выпрямления на диодах D_1, D_2 и сглаживающей высокочастотные пульсации емкости C_7 .

В качестве индуктивных элементов нерегулярного резонатора были использованы три отрезка микрополосковых линий (рис. 2), конструкции которых защищены патентом России [23]. Индуктивные элементы изготовлены на общей с генератором печатной плате из стеклотекстолита FR4, относительная диэлектрическая проницаемость которого $\epsilon = 4$. На верхней стороне платы размещены все элементы генератора и детектора, а нижняя металлизированная сторона служит экраном, в котором выполнено измерительное отверстие диаметром 0.8 мм строго под центром полоскового проводника индуктивного элемента. Такое отверстие обеспечивает измерение спектра ф.м.р. с локального участка площадью $\sim 0.5 \text{ мм}^2$.

В первом индуктивном отрезке микрополосковой линии (рис. 2а) используется однослойная печатная плата, изготовленная из металлизированной пластины толщиной $h = 0.5 \text{ мм}$, что обеспечивает требуемую жесткость конструкции при ее размерах $30 \times 24 \text{ мм}$. Однако для уменьшения объема резонатора полосковый проводник индуктивности имеет ширину всего 0.8 мм и размещен в прямоугольном пазе, выфрезерованном на глубину 0.3 мм. Концы полоскового проводника соединены с контактными площадками на верхней стороне печатной платы. Очевидно, что простота изготовления однослойной печатной платы является достоинством данной конструкции индуктивного элемента. К недостаткам конструкции относится фрезерная доработка платы, а главное – необходимость изготовления проводника индуктивности и его ручная установка пайкой так, чтобы измерительное отверстие находилось точно по центру проводника. К тому же про-

водник должен быть размещен строго вдоль оси платы, так как угловое отклонение приводит к недопустимому нарушению ортогональности ориентаций высокочастотного поля резонатора и постоянного поля развертки спектрометра.

Указанные недостатки отсутствуют во второй конструкции миниатюрной индуктивности, созданной на дополнительном промежуточном слое уже двухслойной печатной платы (рис. 2б). Отрезок микрополосковой линии изготавливается по стандартной технологии производства многослойных печатных плат. Для доступа к провод-

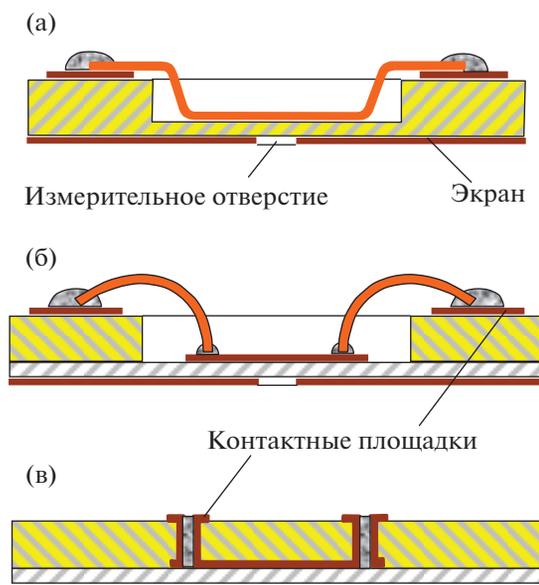


Рис. 2. Конструкции индуктивного элемента колебательного контура: а – на однослойной плате; б, в – на двухслойных платах.



Рис. 3. Фотографии измерительной с.в.ч.-головки: слева – со стороны печатной платы, справа – с противоположной стороны.

нику на верхнем слое платы делается сквозной фрезерованный паз, а концы индуктивности, как и в рассмотренном выше варианте, припаивают к контактным площадкам на верхней стороне платы. В такой конструкции легко обеспечивается высокая точность положения полоскового проводника относительно измерительного отверстия в экране.

Однако недостатком рассмотренной конструкции также является необходимость ручной операции припаивания концов проводника индуктивности к контактным площадкам на верхнем слое платы, которые для обеспечения надежного соединения имеют площадь не менее 1 мм^2 . К тому же эти площадки образуют с экраном паразитную емкость более 0.1 пФ , что ограничивает верхнюю частоту генератора до $\sim 3 \text{ ГГц}$, как и в первой конструкции индуктивного элемента. Кроме того, индуктивность колебательного контура генератора увеличивается пропорционально длине проводников, соединяющих микрополосковый отрезок с контактными площадками, что приводит к дополнительному снижению резонансной частоты. Заметим, что для этой конструкции индуктивного элемента генератор имеет частоту 1.8 ГГц при следующих значениях емкостей, обозначенных звездочкой на рис. 1: $C_2 = 0.5 \text{ пФ}$, $C_3 = 2.0 \text{ пФ}$, $C_4 = 4.7 \text{ пФ}$.

Перечисленных выше недостатков лишен третий вариант конструкции индуктивного элемента на двухслойной печатной плате. В данной конструкции соединения между концами индуктивности на промежуточном слое с контактными площадками на верхнем слое выполняются с использованием несквозных переходных металлизированных отверстий диаметром 0.2 мм с контактными площадками на верхней стороне платы диаметром 0.4 мм (рис. 2в). Использование переходных отверстий позволяет уменьшить паразитную емкость почти на порядок и повысить верхнюю частоту генератора головки до $\sim 6 \text{ ГГц}$. Но

главным достоинством этой конструкции индуктивного элемента является полное отсутствие ручных операций при его изготовлении, что очень важно для серийного производства. Отметим, что на частотах ниже 3 ГГц конструкция индуктивного элемента резонатора практически не влияет на чувствительность головки, поэтому выбор элемента в этом случае определяется только технологическими возможностями его изготовления.

Печатная плата прикрепляется к латунному корпусу головки посредством пайки, что обеспечивает механическую прочность и надежный электрический контакт. Для этого на верхнем слое платы по всему контуру изготовлен полосковый проводник шириной $\sim 3 \text{ мм}$, соединенный с экраном сквозными металлизированными отверстиями. Фотографии одной из изготовленных головок, сделанные для наглядности с двух ракурсов, представлены на рис. 3. На левом снимке в центре экрана печатной платы видно измерительное отверстие, а на правом – разъем с контактами, через который подается питание головки и снимается выходной сигнал. Четыре резьбовых отверстия в корпусе позволяют закрепить головку на держателе сканирующего спектрометра ф.м.р. [13, 14].

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ ГОЛОВОК

Тестирование головок проводилось на образце обычной магнитной пленки толщиной 50 нм , полученной магнетронным распылением пермаллоевой мишени процентно-вещного состава $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Пленка осаждалась через маску с площадью окна $10 \times 10 \text{ мм}^2$ на квадратную подложку из кварцевого стекла размером $12 \times 12 \text{ мм}$ и толщиной 0.5 мм . Небольшая одноосная магнитная анизотропия в плоскости пленки, необходимая для работы многих устройств на т.м.п. [1, 4, 8], наводилась планарным однородным постоянным магнитным полем 200 Э , приложенным вдоль одной из сторон подложки во время напыления образца.

На рис. 4 приведены спектры ф.м.р., снятые с центрального участка пленки на двух частотах при развертке планарного постоянного магнитного поля H в направлении оси наведенной магнитной анизотропии – оси легкого намагничивания (о.л.н.) и ортогонально ей – оси трудного намагничивания (о.т.н.). При этом резонансные поля, измеренные на частоте $f_1 = 1.32 \text{ ГГц}$, составляют $H_{\text{о.л.н.}} = 14.29 \text{ Э}$ и $H_{\text{о.т.н.}} = 21.83 \text{ Э}$, а на частоте $f_2 = 2.96 \text{ ГГц}$ – $H_{\text{о.л.н.}} = 93.76 \text{ Э}$ и $H_{\text{о.т.н.}} = 101.02 \text{ Э}$. Отметим, что использованные в эксперименте с.в.ч.-головки позволяют регистрировать поле ф.м.р. с точностью не хуже $\pm 0.01 \text{ Э}$, а ширину линий ф.м.р. ΔH – с точностью не хуже $\pm 0.02 \text{ Э}$.

Известно, что ширина линии отражает параметр затухания прецессии намагниченности и яв-

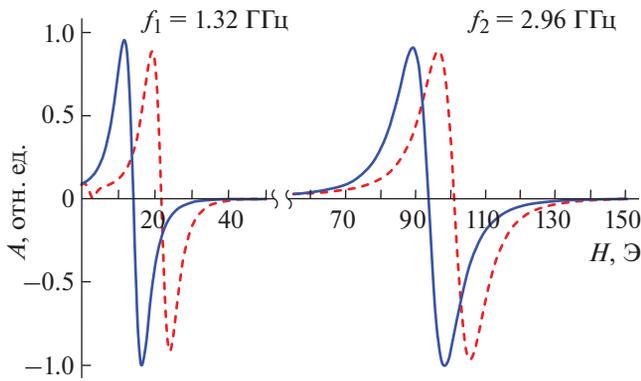


Рис. 4. Спектры ферромагнитного резонанса, снятые на двух частотах при развертке магнитного поля вдоль оси анизотропии (сплошные линии) и ортогонально ей (штриховая линия).

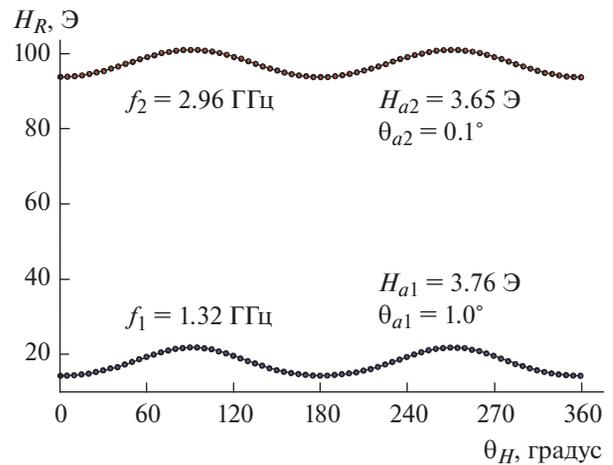


Рис. 5. Зависимости поля ферромагнитного резонанса от угла направления постоянного магнитного поля развертки, снятые на двух частотах.

ляется одной из важнейших характеристик магнитных материалов. У исследуемой пленки измеренная на частоте f_1 ширина линии $\Delta H_1 = 4.68$ Э, а на частоте $f_2 - \Delta H_2 = 9.26$ Э. Известно также, что многие магнитные характеристики т.м.п., например величину H_a и направление θ_a одноосной магнитной анизотропии, можно вычислить по измеренной зависимости резонансного поля H_R от угла направления постоянного магнитного поля развертки θ_H [14]. Для этого используем формулу, связывающую поле H_R с магнитными характеристиками образца на частоте накачки f [24], исключив из нее поле однонаправленной анизотропии:

$$\left(\frac{2\pi f}{\gamma}\right)^2 = [H_R \cos(\theta_H - \theta_M) + H_a \cos 2(\theta_a - \theta_M)] \times [4\pi M_S + H_R \cos(\theta_H - \theta_M) + H_a \cos^2(\theta_a - \theta_M)]. \quad (2)$$

Здесь γ – гиромагнитное отношение, M_S – эффективная намагниченность насыщения, а равновесное направление θ_M намагниченности насыщения пленки определяется из уравнения:

$$H_R \sin(\theta_H - \theta_M) + \frac{1}{2} H_a \sin 2(\theta_a - \theta_M) = 0, \quad (3)$$

полученного из условия минимума плотности свободной энергии пленки [23].

Для иллюстрации на рис. 5 точками представлены угловые зависимости $H_R(\theta_H)$, снятые на двух частотах. Измерения проводились с шагом 5° на локальном участке в центре пленки. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости, построенные по формулам (2) и (3) с помощью программы, в которой магнитные параметры пленок подбирались автоматически по критерию наилучшего совпадения теории с экспериментом. На рис. 5 рядом с кривыми указаны величины H_{a1} , H_{a2} и углы направления θ_{a1} , θ_{a2} одноосной маг-

нитной анизотропии для измеренного на двух частотах участка. Видно, что эти значения для двух кривых заметно отличаются, учитывая, что большее количество измеренных точек повышает абсолютную точность определения поля анизотропии до значения не хуже ± 0.01 Э, а угла направления анизотропии – до значения не хуже $\pm 0.05^\circ$.

Основным достоинством сканирующего спектрометра ф.м.р. является возможность визуализации распределений неоднородностей магнитных характеристик т.м.п. по площади образцов путем измерения угловых зависимостей резонансного поля $H_R(\theta_H)$ на каждом локальном участке с заданными шагами по осям. Для тестового образца на рис. 6 показаны распределения по площади полей H_{a2} и углов направления θ_{a2} одноосной магнитной анизотропии, снятые с шагом 0.5 мм по осям x и y .

Измерения проводились с использованием с.в.ч.-головки с частотой $f_2 = 2.96$ ГГц, однако характер распределения неоднородностей этих характеристик по площади пленки почти не отличается от характера распределения H_{a1} и θ_{a1} , измеренных на головке с частотой $f_1 = 1.32$ ГГц. При этом на некоторых участках наблюдается небольшое отличие углов направления одноосной анизотропии θ_{a1} и θ_{a2} , не превышающее $\pm 2^\circ$, а поле анизотропии H_{a1} на всех локальных участках оказывается немного больше поля H_{a2} , но не более чем на 0.4 Э.

Хорошо известно, что любые неоднородности магнитных параметров по площади т.м.п. являются источниками шумов, ухудшающих характеристики устройств на их основе. Поэтому при обработке технологии получения пленок с однородными магнитными параметрами по всему образцу важными яв-

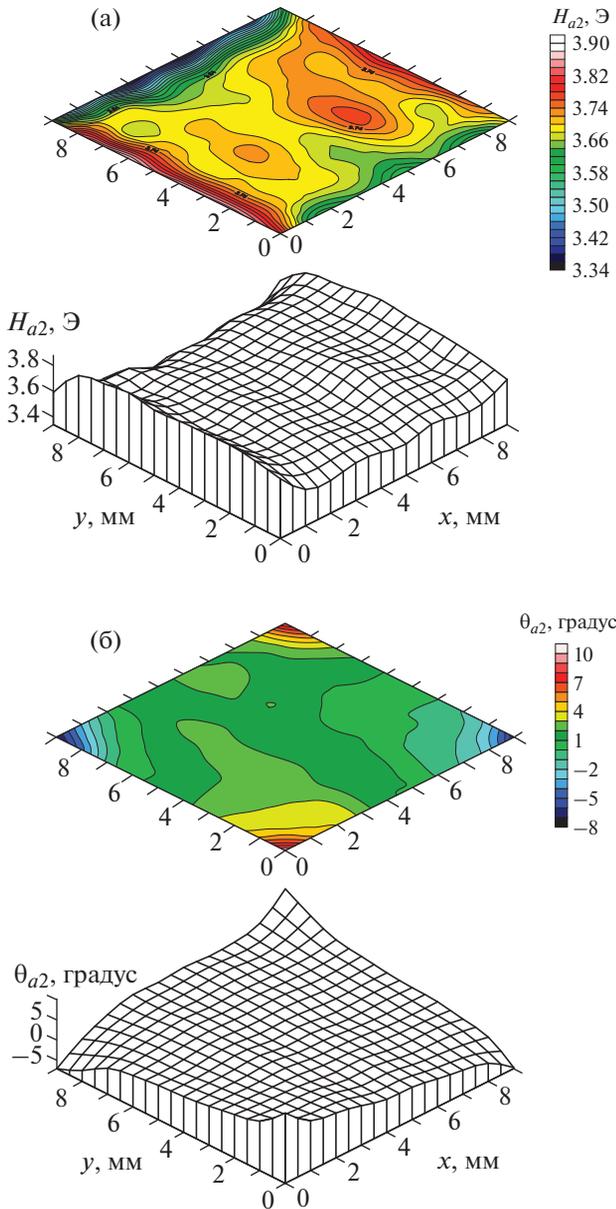


Рис. 6. Распределения поля H_{a2} (а) и угла направления θ_{a2} (б) одноосной магнитной анизотропии по площади образца, измеренные с шагом 0.5 мм на частоте с.в.ч.-головки $f_2 = 2.96$ ГГц.

ляются статистические характеристики наблюдаемых неоднородностей. Изучение закономерностей поведения этих характеристик при варьировании различных технологических условий необходимо также и для понимания природы возникновения магнитных неоднородностей.

На рис. 7 представлены диаграммы, полученные в результате статистической обработки ансамблей измеренных на двух частотах величин H_{a1} , H_{a2} и θ_{a1} , θ_{a2} по площади тестового образца пермаллоевой пленки. Диаграммы $\eta(H_a)$ и $\eta(\theta_a)$

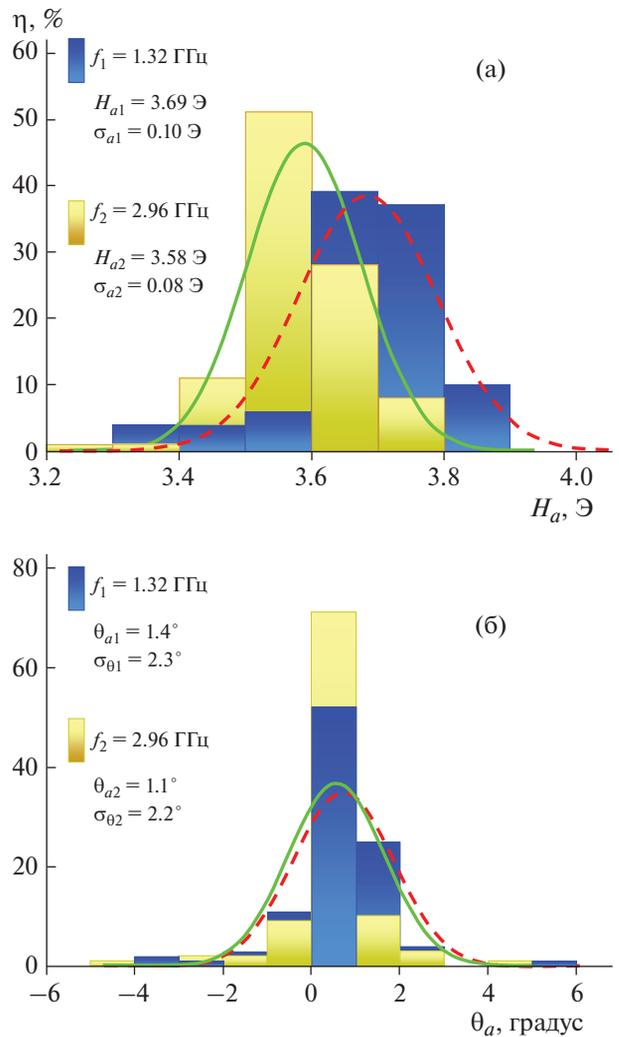


Рис. 7. Статистические распределения полей (а) и углов (б) одноосной магнитной анизотропии по площади пленки на двух частотах: f_1 (штриховая линия) и f_2 (сплошная линия).

показывают относительное количество локальных участков, на которых величина измеренных параметров попадает в интервал значений, равный ширине соответствующих столбцов. В данном случае ширина интервалов равнялась 1/10 от диапазона разброса величин измеренного магнитного параметра.

Видно, что в ансамбле измерений на частоте f_1 математические ожидания поля анизотропии $H_{a1} = 3.69$ Э и угла анизотропии $\theta_{a1} = 1.4^\circ$ отличаются от соответствующих величин, полученных при измерениях на частоте f_2 : $H_{a2} = 3.58$ Э и $\theta_{a2} = 1.1^\circ$. При этом дисперсии поля σ_{a1} и угла $\sigma_{\theta 1}$ магнитной анизотропии, вычисленные по результатам измерений на частоте f_1 , больше, чем соответствующие величины σ_{a2} и $\sigma_{\theta 2}$ для частоты f_2 .

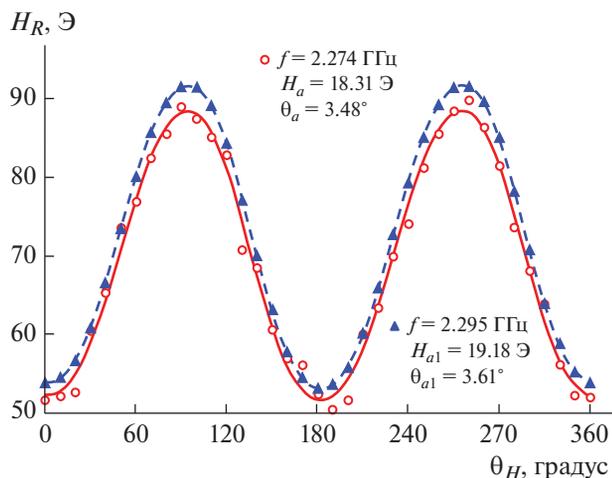


Рис. 8. Зависимости полей ф.м.р. пленки кобальта от угла направления постоянного магнитного поля развертки, измеренные с использованием головки-аналога (круглые точки) и исследованной головки (треугольные точки). Линии – аппроксимация по формулам (2) и (3).

Представленные результаты свидетельствуют о том, что угловую и амплитудную дисперсии одноосной магнитной анизотропии, обусловленные несовершенством технологий получения т.м.п., из-за их небольших величин практически нельзя обнаружить, измеряя магнитные параметры локальных участков образцов методом ф.м.р. на частотах сантиметрового диапазона длин волн, как это предлагалось в работах [1, 11, 12]. В указанном диапазоне не только резонансные поля слишком велики, достигая значений порядка 10^3 Э, но и ширина линии ф.м.р. также возрастает до 10^2 Э, что не позволяет измерять характеристики т.м.п. с требуемой точностью.

Значительное повышение точности измерения резонансных полей локальных участков т.м.п. сканирующим спектрометром ф.м.р. с использованием разработанных головок [23] по сравнению с головками-аналогами [13, 14] демонстрирует рис. 8. Здесь представлены зависимости полей ф.м.р. от угла направления постоянного магнитного поля развертки, измеренные на пленке кобальта толщиной 16 нм, полученной химическим осаждением [24]. Круглыми точками показаны результаты измерений на головке-аналоге с частотой 2.274 ГГц и диаметром измерительного отверстия 1 мм [24], а треугольными – на исследованной головке с близкой к аналогу частотой 2.295 ГГц (для объективности сравнения результатов) и диаметром измерительного отверстия 0.8 мм. По экспериментальным точкам сделаны теоретические аппроксимации этих зависимостей по формулам (2) и (3) и получены значения H_a и угла направления θ_a одноосной магнитной анизотропии (см.

рис. 8), которые заметно отличаются. Несмотря на то что головка-аналог снимает сигнал с площади, в 1.6 раза большей по сравнению с разработанной головкой, ее шумы на порядок выше и достигают ± 2 Э.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанные конструкции измерительных головок для сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса обладают чувствительностью примерно на порядок выше, чем у прототипа [13]. Это позволило повысить качество визуализации распределений неоднородностей магнитных характеристик по площади образцов за счет существенного повышения точности их измерения на локальных участках. Степень локальности измерений определяется диаметром отверстия в экране миниатюрного резонатора в пределах 0.1–1.0 мм, которое одновременно служит источником высокого частотного магнитного поля и каналом связи измеряемого участка пленки с резонатором. Отношение сигнал/шум для головки с диаметром отверстия 0.8 мм, измеренное на пермаллоевой пленке толщиной 5 нм, не менее 10 дБ.

Существующая возможность набором сменных головок перекрыть широкий диапазон частот в интервале 0.1–6.0 ГГц особенно важна при исследовании металлических магнитных пленок. Известно, что при исследовании таких пленок на серийно выпускаемых спектрометрах, работающих в сантиметровом диапазоне длин волн на частотах порядка 10^{10} Гц, возникают трудности, связанные с малой толщиной скин-слоя, который к тому же дополнительно уменьшается вблизи ф.м.р. из-за роста магнитной проницаемости образца. В результате форма резонансной кривой бывает сильно искажена. Однако использование разработанных головок позволяет значительно понизить частоту накачки без снижения чувствительности спектрометра, при этом соответственно увеличивается толщина скин-слоя, и указанная проблема исчезает.

Эффективность использования разработанных головок для исследования природы и особенностей распределения магнитных неоднородностей по площади образцов продемонстрирована измерениями параметров одноосной магнитной анизотропии на пермаллоевой пленке толщиной 50 нм и размером 10×10 мм. Пленка сканировалась по всей площади с шагом 0.5 мм двумя головками с различными частотами, но с одинаковыми измерительными отверстиями диаметром 0.8 мм. Продемонстрирована высокая точность измерительных величин и направления одноосной магнитной анизотропии. Представленные в работе результаты, несомненно, будут полезны при решении ряда технологических, технических и многих научных задач, связанных с созданием новых

магнитных материалов с заданными свойствами и разработкой устройств на их основе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках реализации комплексного проекта по созданию высокотехнологичного производства (соглашение № 075-11-2019-054 от 22.11.2019).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Суху Р. Магнитные тонкие пленки. М.: Мир. 1967. С. 255.
2. Карпенков С.Х. Тонкопленочные магнитные преобразователи. М.: Радио и связь, 1985.
3. Бабицкий А.Н., Блинные Е.П., Владимиров А.Г., Гитарц Я.И., Поляков В.В., Фролов Г.И. // Геофизическая аппаратура. 1991. Вып. 94. С. 21.
4. Бабицкий А.Н., Беляев Б.А., Боев Н.М., Скоморохов Г.В., Изотов А.В., Галеев Р.Г. // ПТЭ. 2016. № 3. С. 96. <https://doi.org/10.7868/S0032816216030174>
5. Зубков В.И., Щеглов В.И. // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56. № 7. С. 839.
6. Устинов А.Б., Никитин А.А., Калиникос Б.А. // ЖТФ. 2015. Т. 85. Вып. 9. С. 136.
7. Фетисов Ю.К., Сигов А.С. // РЭНСИТ. 2018. Т. 10. № 3. С. 343. <https://doi.org/10.17725/rensit.2018.10.343>
8. Беляев Б.А., Изотов А.В., Лексиков А.А., Соловьев П.Н., Тюрнев В.В. // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 9. С. 3.
9. Hamida A.B., Sievers S., Pierz K., Schumacher H.W. // J. App. Phys. 2013. V. 114. P. 123704-1. <https://doi.org/10.1063/1.4823740>
10. Tamaru S., Tsunegi S., Kubota H., Yuasa S. // Rev. of Scie. Instrum. 2018. V. 89. P. 053901-1. <https://doi.org/10.1063/1.5022762>
11. Frait Z. // Czech. J. Phys. 1959. V. 9. P. 403.
12. Soohoo R.F. // J. Appl. Phys. 1962. V. Suppl. 33. P. 1276.
13. Беляев Б.А., Лексиков А.А., Макиевский И.Я., Тюрнев В.В. // ПТЭ. 1997. № 3. С. 106.
14. Belyaev B.A., Izotov A.V., Leksikov A.A. // IEEE Sensors Journal. 2005. V. 5. Issue 2. P. 260. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2004.842293>
15. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. Вып. 4. С. 248.
16. Беляев Б.А., Изотов А.В. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. Вып. 3. С. 209.
17. Belyaev B.A., Izotov A.V., Skomorokhov G.V., Solovov P.N. // Materials Research Express. 2019. V. 6. P. 116105-1. <https://doi.org/10.1088/2053-1591/ab4456>
18. Беляев Б.А., Боев Н.М., Изотов А.В., Скоморохов Г.В., Соловьев П.Н. // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 1. С. 17. <https://doi.org/10.17223/00213411/63/1/17>
19. Беляев Б.А., Тюрнев В.В., Изотов А.В., Лексиков А.А. // ФТТ. 2016. Т. 58. Вып. 1. С. 56.
20. Беляев Б.А., Изотов А.В. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. Вып. 1. С. 44. <https://doi.org/10.7868/S0370274X16010082>
21. Belyaev B.A., Izotov A.V., Solovov P.N., Bоеv N.M. // Phys. Status Solidi Rapid Research Letter. 2020. V. 14. P. 1900467-1. <https://doi.org/10.1002/pssr.201900467>
22. Абрагам А., Блيني Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. Т. I. М.: Мир, 1972. С. 143.
23. Беляев Б.А., Боев Н.М., Изотов А.В. Патент № 2691996 РФ // Бюл. № 17. Оpubл. 19.06.2019.
24. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я., Скоморохов Г.В. // ФТТ. 2008. Т. 50. Вып. 4. С. 650.