

УДК 535.3

ОСОБЕННОСТИ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ, ОСАЖДЕННЫХ НА ПОЛУПРОВОДЯЩИЕ ПОДЛОЖКИ

© 2024 г. Б. А. Беляев^{1,2,*}, В. В. Тюрнев³, Г. В. Скоморохов^{2,3}, А. А. Горчаковский³,
И. В. Подшивалов^{2,3}

Представлено академиком РАН В. Ф. Шабановым 13.05.2024 г.

Поступило 13.05.2024 г.

После доработки 13.05.2024 г.

Принято к публикации 01.08.2024 г.

Исследовано поведение спектров ферромагнитного резонанса тонких магнитных пленок из пермаллоя $\text{Fe}_{30}\text{Ni}_{70}$ толщиной 50 нм в зависимости от проводимости кремниевой подложки толщиной 0.25 мм. Пленки получены вакуумным магнетронным напылением с использованием ДС-магнетрона. Спектры снимались на сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса на частоте измерительной головки 3.123 ГГц с локальностью измерения $\sim 1.0 \text{ мм}^2$, определяемой площадью отверстия в измерительной головке. Обнаружено, что в определенном интервале проводимости подложки спектры, снятые в случае положения образца пленкой к измерительному отверстию, инвертируются, когда к измерительному отверстию обращена свободная сторона подложки. Результаты электродинамического анализа одномерной модели, отражающей условия проведенного эксперимента, качественно согласуются с результатами измерений.

Ключевые слова: слоистая структура металл-диэлектрик, полосно-пропускающий фильтр, комплексная диэлектрическая проницаемость

DOI: 10.31857/S2686740024060012, EDN: HWRDII

На протяжении многих лет тонкие магнитные пленки (ТМП) привлекают внимание исследователей не только своими уникальными свойствами [1–3], но и возможностью создания на их основе различных устройств СВЧ-электроники [4–6], а также чувствительных элементов для датчиков слабых магнитных полей [7–9]. Однако в настоящее время исследователи проявляют большой интерес к магнитным наночастицам, суспензии из которых показывают высокую перспективность их применения в биологии и медицине [10–14]. В частности, на основе магнитных наночастиц разрабатываются новые высокоэффективные средства визуализации, диагностики и терапии. Возбуждая ферромагнитный резонанс (ФМР) в наночастицах, можно реализовать избирательное дистанционное воздействие в локальных областях организма и обеспечить тем самым непосредственный терапевтический эффект,

например, гипертермию опухолей или высвобождение лекарственных препаратов в заданной области.

Важной особенностью возбуждения ФМР в наночастицах, находящихся в организме, является наличие проводимости в окружающей среде. Очевидно, что этот факт должен оказывать некоторое влияние не только на амплитуду, но и на форму резонансной кривой. Настоящая работа посвящена изучению поведения ФМР в тонкой магнитной пленке, осажденной на проводящую подложку, при изменении проводимости подложки в широких пределах.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Магнитные пленки толщиной 50 нм осаждались на кремневые подложки толщиной 0.25 мм производства компании “WRS materials”, обладающие p -типом проводимости за счет допирования бором. Проводимость подложек 700 См/м. Напыление проводилось на установке “ORION-40 TM” (Южная Корея) методом магнетронного распыления пермаллоевой мишени $\text{Fe}_{30}\text{Ni}_{70}$ производства компании “Kurt J. Lesker” с чистотой состава 99.95%. Как известно, такой пермаллой имеет высокую намагниченность насыщения и сравнительно узкую ширину линии ФМР. При напылении пленок давление паров аргона в камере установки составляло 1.8 мбар,

¹ Сибирский государственный университет науки и технологий им. академика М. Ф. Решетнева, Красноярск, Россия

² Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

³ Институт физики им. Л. В. Киренского

Сибирского отделения Российской академии наук, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

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

а плотность тока магнетрона на мишени составляла 21 мА/см^2 и обеспечивала скорость осаждения 2.34 Å/с . Скорость осаждения определялась по результатам измерений толщины контрольных пленок с использованием рентгеноспектрального флуоресцентного анализа [15], позволяющего определять толщины образцов с точностью не хуже $\pm 1 \text{ нм}$. При этом толщина получаемых пленок рассчитывалась по времени осаждения.

Для создания одноосной магнитной анизотропии в образцах подложки размерами $12 \times 12 \text{ мм}$ размещались в специальной рамке, собранной из кобальт-самариевых магнитов в медной оправе, создающих однородное магнитное поле в плоскости пленок величиной $H_0 \sim 200 \text{ Э}$. Это поле в области расположения подложек в ~ 30 раз превышает поле магнетрона, благодаря сравнительно большому расстоянию от мишени до подложек $\sim 150 \text{ мм}$. Важно отметить, что подложки во время напыления подогревались до 200°C , что обеспечивало не только высокую адгезию, но и минимальную ширину линии ферромагнитного резонанса в образцах.

Измерения проводились на сканирующем спектрометре [16, 17], в котором использовались новые измерительные головки [18], значительно увеличивающие его чувствительность. Локальность измерений определяется площадью отверстия в экране микрополоскового резонатора (МПР), равной 1.0 мм^2 . Развертка планарного магнитного поля в спектрометре осуществлялась с помощью колец Гельмгольца, а спектры записывались на обратном ходе развертки, чтобы исключить гистерезисные явления, причем после каждого поворота образца производилось его намагничивание полем 300 Э . Важно отметить, что направление поля развертки в экспериментах совпадало с направлением лабораторного поля (определяемого в основном полем Земли), которое автоматически учитывалось при записи спектров. По зависимостям резонансного поля H_R , снятым от угла направления постоянного магнитного поля развертки θ_H , определялась эффективная намагниченность насыщения $M_{\text{эфф}}$, а также величина H_a и угол направления θ_a поля одноосной магнитной анизотропии измеряемого участка пленки. Для этого использовалась формула, связывающая поле H_R при фиксированной частоте f конкретной измерительной головки с магнитными характеристиками образца [19], исключив из нее ничтожно малое в исследуемых образцах поле однонаправленной анизотропии:

$$\left(\frac{2\pi f}{\gamma}\right)^2 = [H_R \cos(\theta_H - \theta_M) + H_a \cos 2(\theta_a - \theta_M)] \times (1) \\ \times [4\pi M_{\text{эфф}} + H_R \cos(\theta_H - \theta_M) + H_a \cos^2(\theta_a - \theta_M)],$$

где $\gamma = 1.7608 \times 10^7 \text{ Гц/Э}$ — гиромагнитное отношение, а равновесное направление θ_M эффективной

намагниченности насыщения пленки $M_{\text{эфф}}$ определяется с учетом уравнения

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

полученного из условия минимума плотности свободной энергии пленки [19].

Для определения параметров магнитных пленок использовалась программа “FMR-extractor” [20], которая позволяет автоматически вычислять магнитные характеристики образцов по измеренным зависимостям $H_R(\theta_H)$, снятым на частоте f СВЧ-колебаний. Эксперименты проводились на измерительной головке с частотой генератора $f = 3.123 \text{ ГГц}$, что обеспечивало превышение в несколько раз резонансных полей ФМР поля анизотропии ТМП.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В эксперименте снимались угловые зависимости поля ФМР $H_R(\theta_H)$ с центрального участка образца. При этом образец располагался на медном столике либо магнитной пленкой вверх к измерительному отверстию СВЧ-головки, как это показано на рис. 1, либо пленкой вниз.

Сначала по измеренной с центрального участка образца угловой зависимости поля ФМР $H_R(\theta_H)$, используя описанную выше методику, были определены величины эффективной намагниченности насыщения $M_{\text{эфф}} = 1140 \text{ Гс}$, поля $H_a = 8.3 \text{ Э}$ и угла направления $\theta_a = 90^\circ$ одноосной магнитной анизотропии, а также по ширине линии ФМР определялся коэффициент затухания прецессии намагниченности $\alpha = 0.0098$.

На рис. 2а представлены нормированные резонансные дифференциальные спектры поглощения $A(H_0)$ при возбуждении в пленке ФМР, снятые при ориентации магнитного поля развертки вдоль осей легкого 1 и трудного 2 намагничивания об-

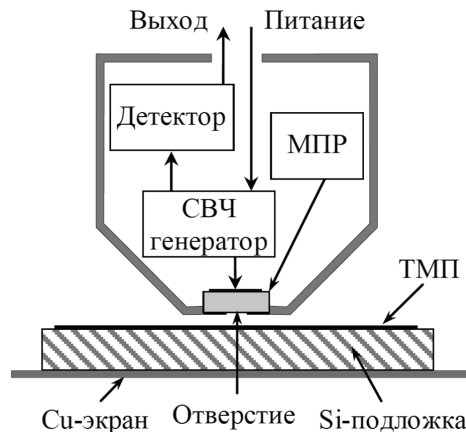


Рис. 1. Образец тонкой магнитной пленки на кремниевой подложке, расположенный на медном столике пленкой к головке сканирующего спектрометра ФМР, состоящей из СВЧ-генератора на микрополосковом резонаторе с измерительным отверстием и детектора.

разца. Как известно, амплитуда сигнала при удалении магнитной пленки от измерительного отверстия быстро падает. Именно поэтому для удобства сравнения приводим нормированные зависимости. Сплошными линиями изображены спектры при положении образца пленкой вверх к измерительному отверстию СВЧ-головки (см. рис. 1), а точками показаны спектры при перевернутом образце, когда к отверстию обращена свободная сторона подложки. Видно, что после переворачивания образца спектры инвертируются, а это говорит о том, что поглощение СВЧ-мощности ТМП, осажденной на проводящую подложку, при ФМР уменьшается. Этот факт хорошо иллюстрирует рис. 2б, где показаны нормированные интегральные кривые, построенные для снятых спектров, которые характеризуют изменение поглощения СВЧ-мощности образцом от магнитного поля.

Отметим, что в случае осаждения ТМП на диэлектрическую или кремневую подложку с низкой проводимостью, при переворачивании образца инверсия сигнала не наблюдается. Поэтому важно исследовать поведение резонансных кривых от проводимости подложки образца при его расположении магнитной пленкой вверх и вниз.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для объяснения природы наблюдаемого эффекта рассмотрим нормальное падение электромагнит-

ной волны на одномерную модель безграничной слоистой структуры, состоящей из плоскопараллельных слоев: медного экрана и магнитной пленки, осажденной подложку с заданной проводимостью. Рассчитаем поглощение рассматриваемой слоистой структурой плоской электромагнитной волны для двух случаев, либо когда с экраном контактирует магнитная пленка, а волна падает на свободную сторону подложки, либо когда с экраном контактирует свободная сторона подложки, а волна падает на ТМП. В таких одномерных моделях, учитывая тот факт, что через экран падающая мощность не проходит, а отражается от него, то поглощенная слоистой структурой мощность будет равна разности падающей и отраженной мощности.

Коэффициент отражения электромагнитной волны, падающей ортогонально на трехслойную планарную структуру, рассчитаем матричным методом. Для этого каждому слою структуры, а также всей многослойной структуре в целом сопоставим свой четырехполюсник, двумя портами которого являются обе стороны планарного объекта. Свойства каждого четырехполюсника будем описывать безразмерной нормированной ABCD-матрицей [21]:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}, \quad (3)$$

которая устанавливает связь между напряженностями электрического поля E_1 и магнитного поля H_1 на первой стороне объекта с напряженностями электрического поля E_2 и магнитного поля H_2 на второй стороне. В случае, когда оба порта такого

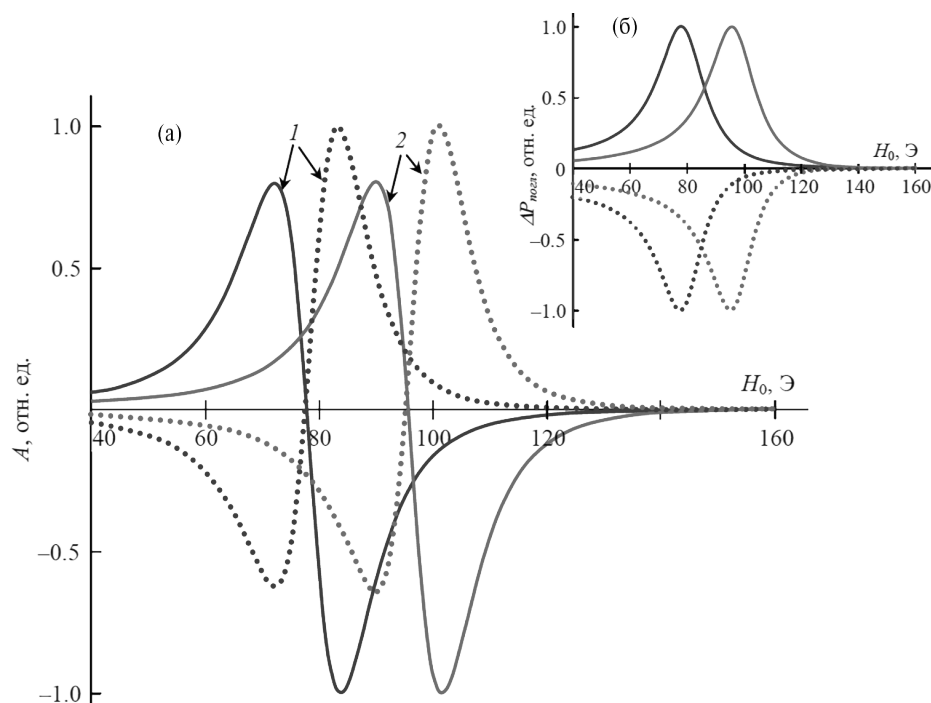


Рис. 2. Нормированные дифференциальные (а) и интегральные (б) спектры поглощения ФМР, снятые при направлении магнитного поля развертки вдоль оси легкого (1) и трудного (2) намагничивания. Сплошные линии — образец лежит пленкой вверх (рис. 1), точки — образец лежит пленкой вниз.

четырёхполюсника нагружены на свободное пространство с характеристическим сопротивлением $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \approx 377$ Ом, эта связь выражается формулой [21]

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ Z_0 H_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_2 \\ Z_0 H_2 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Колебания электромагнитного поля будем описывать множителем $\exp(-i\omega t)$. В этом случае нормированная ABCD-матрица одного отдельного слоя выражается формулой [21]

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -i(Z/Z_0) \sin \theta \\ -i(Z_0/Z) \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $Z = \sqrt{\mu/\epsilon} Z_0$ — характеристическое сопротивление материала слоя, $\theta = kh$ — электрическая толщина слоя, а k — волновое число в среде. Расчет k следует выполнять по формуле

$$k = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\mu} k_0, \quad (6)$$

где $k_0 = \omega/c$ волновое число в свободном пространстве. Заметим, что в случае $\text{Re } \mu < 0$ в формуле (6) нельзя ϵ и μ группировать вместе под одним общим знаком квадратного корня. Иначе в ферромагнитном слое вместо поглощения мощности будет происходить ее генерация. ABCD-матрица многослойной структуры равна произведению матриц каждого слоя структуры в порядке расположения ее слоев. Например, для рассматриваемой трехслойной структуры $\mathbf{M}_{123} = \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_3$. Вычислив элементы нормированной ABCD-матрицы многослойной структуры, можно рассчитать отвечающие ей элементы матрицы рассеяния $\mathbf{S}$ по формулам [21]

$$\begin{aligned} S_{11} &= \frac{A+B-C-D}{A+B+C+D}, & S_{12} &= \frac{2(AD-BC)}{A+B+C+D}, \\ S_{21} &= \frac{2}{A+B+C+D}, & S_{22} &= \frac{-A+B-C+D}{A+B+C+D}. \end{aligned} \quad (7)$$

Знание этих матричных элементов позволяет рассчитать коэффициенты отражения и прохождения СВЧ-мощности для обоих портов четырехполюсника. Будем считать, что третьим слоем рассматриваемой структуры является медный экран. Тогда коэффициент отражения падающей СВЧ-мощности выразится формулой

$$R = |S_{11}|^2, \quad (8)$$

а коэффициент поглощения — формулой

$$P_{abs} = 1 - |S_{11}|^2. \quad (9)$$

Относительные диэлектрическая ϵ_s и магнитная μ_s проницаемости полупроводникового слоя описываются параметрами

$$\epsilon_s = \epsilon'_s + i \frac{\sigma_s}{\epsilon_0 \omega}, \quad \mu_s = 1, \quad (10)$$

где действительная часть диэлектрической проницаемости кремния $\epsilon'_s = 16$, σ_s — проводимость полупроводника. Свойства ферромагнитного слоя будем описывать параметрами

$$\epsilon_m = 1 + i \frac{\sigma_m}{\epsilon_0 \omega}, \quad \mu_m = \mu_{\perp}, \quad (11)$$

где σ_m — проводимость магнитной пленки (для пермаллоя $\sigma_m = 5.88 \cdot 10^7$ См/м), $\mu_{\perp}$ — магнитная проницаемость, характеризующая распространение плоской линейно поляризованной волны в намагниченной ферромагнитной среде. Эта проницаемость в случае магнитоизотропной среды выражается формулой [22]

$$\mu_{\perp} = \frac{[\gamma(H_0 + 4\pi M_0) - i\alpha\omega]^2 - \omega^2}{(\gamma H_0 - i\alpha\omega)[\gamma(H_0 + 4\pi M_0) - i\gamma\omega] - \omega^2}. \quad (12)$$

Здесь M_0 — намагниченность насыщения ферромагнетика, γ — гиромагнитное отношение, α — безразмерный параметр, учитывающий диссипацию энергии, H_0 — постоянное магнитное поле.

В случае среды с одноосной магнитной анизотропией, когда поле H_0 направлено вдоль оси легкого намагничивания, формула (12) принимает вид [22]

$$\mu_{\perp} = \frac{[\gamma(H_0 + 4\pi M_0 + H_a) - i\alpha\omega]^2 - \omega^2}{[\gamma(H_0 - H_a) - i\alpha\omega][\gamma(H_0 + 4\pi M_0 + H_a) - i\alpha\omega] - \omega^2}, \quad (13)$$

где H_a — поле одноосной магнитной анизотропии.

Когда же постоянное магнитное поле H_0 направлено ортогонально к оси легкого намагничивания и превосходит по абсолютной величине поле анизотропии H_k , то формула (10) имеет вид [22]

$$\mu_{\perp} = \frac{[\gamma(H_0 + 4\pi M_0 - H_a) + i\alpha\omega][\gamma(H_0 + 4\pi M_0 + H_a) - i\alpha\omega] - \omega^2}{[\gamma(H_0 - H_a) - i\alpha\omega][\gamma(H_0 + 4\pi M_0 + H_a) - i\alpha\omega] - \omega^2}. \quad (14)$$

По формулам (9)–(12) на рис. 3 построены полевые зависимости коэффициента поглощения слоистой структуры, состоящей из медного экрана и изотропной магнитной пленки с намагниченностью насыщения $M_0 = 1140$ Гс толщиной $h_m = 50$ нм, нанесенной на кремневую подложку толщиной $h_s = 0.25$ мм с проводимостью σ , которая изменяется от 0 до 3000 См/м. На рис. 3а представлены зависимости для первого случая, когда электромагнитная волна с частотой $f = 3.123$ ГГц падает на магнитную пленку, а с экраном контактирует свободная сторона подложки. На рис. 3б показаны зависимости для второго случая, когда электромагнитная волна падает на свободную сторону подложки, а магнитная пленка обращена к экрану.

Видно, что в первом случае для любой проводимости подложки максимум поглощения наблюдается точно в поле ФМР. Однако во втором случае, как показывают исследования, максимум поглощения в области ФМР наблюдается только при “малых” $\sigma < 100$ См/м и “больших” $\sigma > 2000$ См/м проводимостях подложки. В интервале проводимостей примерно 500–1200 См/м происходит инверсия поглощения, проявляющаяся в том, что в области ферромагнитного резонанса в ТМП наблюдается не максимум, а минимум, т.е. уменьшение поглощения мощности структурой. Очевидно, что это связано с уве-

личением коэффициента отражения (формула (9)) в области ферромагнитного резонанса в ТМП. Заметим, что процесс инверсии $P_{\text{пол.}}(H_0)$ с ростом проводимости происходит постепенно, преобразуясь сначала почти в дифференциальные кривые при $\sigma = 250 \text{ См/м}$ и $\sigma = 1700 \text{ См/м}$ (см. рис. 3б).

Важно отметить, что при отражении волны от экрана вблизи его поверхности образуется пучность высокочастотного магнитного поля, амплитуда которого в два раза больше, чем у падающей волны. Поэтому при проводимости подложки $\sigma = 0$ амплитуда поглощения СВЧ-мощности магнитной пленкой почти в два раза больше во втором случае, когда пленка контактирует с экраном (рис. 3). Отметим также, что с ростом проводимости подложки амплитуда зависимостей $P_{\text{пол.}}(H_0)$ для первого случая, ко-

гда образец лежит пленкой вверх, монотонно растет, а для второго случая, когда образец лежит пленкой вниз, быстро падает. Так при $\sigma = 3000 \text{ См/м}$ в первом случае амплитуда составляет $\sim 1.3\%$, а во втором случае $\sim 0.012\%$. Это объясняется тем, что с ростом проводимости подложки в первом случае пучность высокочастотного поля монотонно приближается к пленке, а во втором случае растет коэффициент отражения от подложки.

Для сравнения на рис. 4 представлены нормированные полевые зависимости измеренных спектров ФМР при направлении магнитного поля развертки вдоль оси легкого (светлые маркеры) и трудного (темные маркеры) намагничивания. Линиями показаны результаты матричного электромагнитного расчета одномерной модели слоистой структуры при

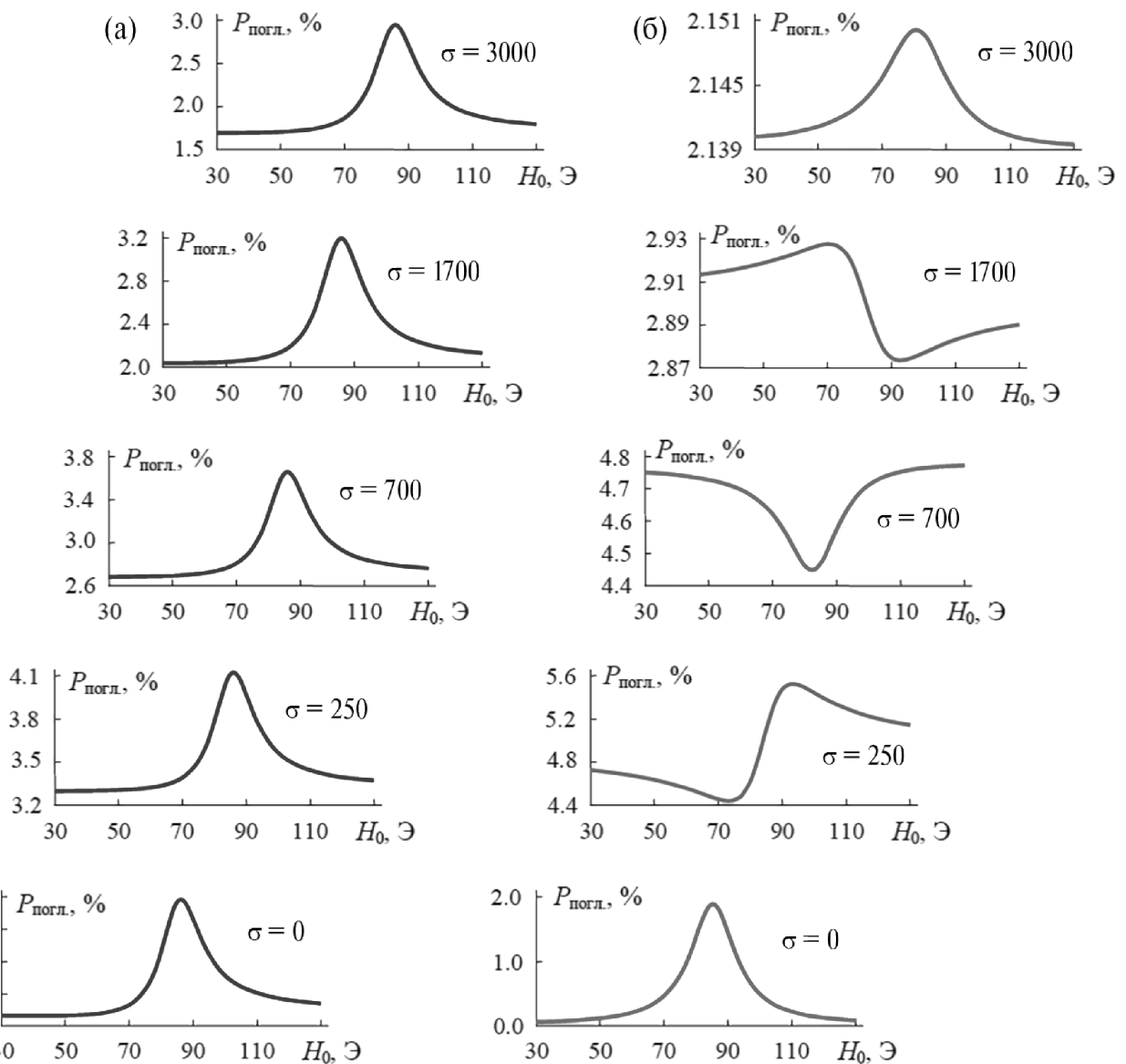


Рис. 3. Зависимости величины поглощения СВЧ-мощности образцом от магнитного поля для различных удельных проводимостей подложки σ в См/м при падении электромагнитной волны на образец со стороны магнитной пленки (а) и со стороны подложки (б).

проводимости подложки 700 См/м. Круглые маркеры соответствуют случаю, когда образец лежит пленкой вверх, треугольные маркеры — образец лежит пленкой вниз. Видно качественное согласие теории и эксперимента, однако для случая, когда образец лежит пленкой вниз, теория понижает резонансные поля примерно на 5 Э и на ~25% увеличивает ширину резонансных кривых.

Важно отметить, что в первом случае, когда образец лежит пленкой вверх, резонансное поле не зависит от проводимости подложки. Однако во втором случае, когда образец лежит пленкой вниз, поле ФМР существенно зависит от проводимости, и оно монотонно увеличивается с ростом σ . Так, при $\sigma = 600$ См/м поле ФМР во втором случае уже на 7% ниже, чем в первом случае, а при $\sigma = 950$ См/м эти поля совпадают.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса, работающего на частоте $f = 3.123$ ГГц, исследованы спектры ФМР тонкой магнитной пленки, осажденной на кремневую подложку с проводимостью 700 См/м. Образец ТМП размещался на медном столике под отверстием измерительной головки спектрометра двумя способами, либо пленкой к измерительному отверстию, либо свободной стороной подложки к нему. Обнаруженная инверсия спектров поглощения при перевороте образца пленкой к медному экрану получила объяс-

нение электродинамическим анализом одномерной модели исследованной слоистой структуры. Модель представляет собой медную пластину с размещенной на ней тонкой магнитной пленкой на проводящей подложке, на которую падает плоская электромагнитная волна.

Проведенные исследования полевых зависимостей поглощения СВЧ-мощности от величины проводимости подложки показали, что инверсия спектров ФМР не наблюдается при “малых” $\sigma < 100$ См/м и “больших” $\sigma > 2000$ См/м проводимостях подложки. Получено качественное согласие расчета с результатами измерений полевых зависимостей поглощения СВЧ-мощности при возбуждении ФМР в магнитной пленке.

Наблюдаемые небольшие расхождения теории и эксперимента связаны с используемой в электродинамическом расчете одномерной модели. Действительно, в эксперименте источником электромагнитного излучения является небольшое (площадью 1 мм²) отверстие в измерительной СВЧ-головке, которое намного меньше длины волны. Поэтому, как известно, амплитуда высокочастотного магнитного поля быстро уменьшается с расстоянием от измерительного отверстия. В рассматриваемой теоретической модели считалось, что на безграничную слоистую структуру падает плоская электромагнитная волна, затухание которой связано только со свойствами материалов слоистой структуры.

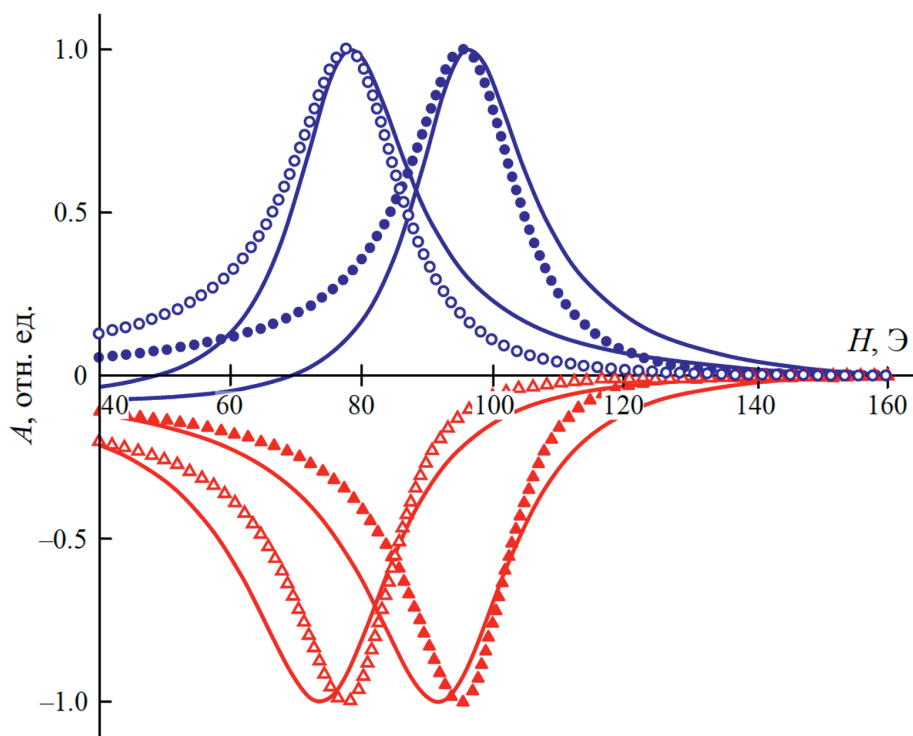


Рис. 4. Нормированные спектры ФМР, снятые при направлении магнитного поля развертки вдоль оси легкого (светлые маркеры) и трудного (темные маркеры) намагничивания. Круглые маркеры — образец лежит пленкой вверх (рис. 1), треугольные маркеры — образец лежит пленкой вниз. Линии — электродинамический расчет одномерной модели.

Хорошо известная способность магнитных частиц перемещаться в градиентных магнитных полях и разогреваться при возбуждении в них ферромагнитного резонанса позволили найти магнитным материалам новую область применения. В последние годы активно исследуются возможности использования магнитных наночастиц в медицине. Учитывая тот факт, что все органы обладают определенной проводимостью, результаты работы будут интересны физикам, разрабатывающим медицинские методики направленного перемещения магнитных наночастиц для доставки лекарств в определенные области организма и для локального разрушения злокачественных опухолей.

БЛАГОДАРНОСТИ

При проведении работ использовано оборудование Учебного центра коллективного прототипирования пассивной электроники антенно-фидерного тракта ФИЦ КНЦ СО РАН.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена в рамках научной тематики Госзадания Института физики им. Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Суху Р. Магнитные тонкие пленки. М.: Мир, 1967. 422 с.
2. Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства и применение магнитных пленок. Новосибирск: Наука, 1975. 219 с.
3. Barmak K., Coffey K. Metallic films for electronic, optical and magnetic applications: structure, processing and properties. Oxford: Woodhead Publ., 2014. 634 p.
4. Belyaev B.A., Afonin A.O., Ugrymov A.V. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. 114705.
5. Lagarkov A.N., Rozanov K.N. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. 2082.
6. Camley R.E., Celinski Z., Fal T. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. 2048.
7. Бабицкий А.Н., Беляев Б.А., Скоморохов Г.В. и др. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. С. 36.
8. Бабицкий А.Н., Беляев Б.А., Боев Н.М. и др. // ПТЭ. 2016. Т. 3. С. 96.
9. Melnikov G.Yu., Vazhenina I.G., Iskhakov R.S. et al. // Sensors. 2023. V. 23. 6165.
10. Shinkai M., Ito A. // Adv. Biochem. Engin. / Biotechnol. 2004. V. 91. 191.
11. Yang X., Shao G., Zhang Ya. et al. // Frontiers in Physiology. 2022. V. 13. 898426.
12. Guo T., Lin M., Huang J. et al. // J. Nanomaterials. 2018. ID 7805147. 8 p.
13. Barrera G., Allia P., Tiberto P. // Nanoscale Adv. 2023. V. 5. 4080.
14. Кокшарова Ю.А., Губинс С.П., Таранов И.В. и др. // РЭ. 2022. Т. 67. С. 99.
15. Haschke M., Flock J., Haller M. X-ray Fluorescence Spectroscopy for Laboratory Applications. Weinheim: Wiley-VCH, 2021. 464 p.
16. Беляев Б.А., Лексиков А.А., Макиевский И.Я. и др. // ПТЭ. 1997. Т. 3. С. 106.
17. Belyaev B.A., Izotov A.V., Leksikov A.A. // IEEE Sensors J. 2005. V. 5. 260.
18. Беляев Б.А., Боев Н.М., Горчаковский А.А. и др. // ПТЭ. 2021. Т. 2. С. 107.
19. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я. и др. // ФТТ. 2008. Т. 50. С. 650.
20. Изотов А.В., Беляев Б.А. Свид. о гос. рег. прогр. для ЭВМ № 2009616881. 2009.
21. Гунта К., Гардж Р., Чадха Р. Машинное проектирование СВЧ устройств. М.: Радио и связь, 1987.
22. Тюрнев В.В. Прямой вывод и уточнение обобщенных формул Кона—Маттея для коэффициентов связи резонаторов в фильтре сверхвысоких частот // РЭ. 2008. Т. 53. № 5. С. 858.

FEATURES OF FERROMAGNETIC RESONANCE IN THIN FILMS DEPOSITED ON SEMICONDUCTIVE SUBSTRATES

B. A. Belyaev^{a,b}, V. V. Tyurnev^c, G. V. Skomorokhov^{b,c}, A. A. Gorchakovskiy^c, I. V. Podshivalov^{b,c}

^a*Reshetnev Siberian State University of Science and Technology, Krasnoyarsk, Russia*

^b*Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russia*

^c*Kirensky Institute of Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Krasnoyarsk, Russia*

Presented by Academician of the RAS V. F. Shabanov

The behavior of the ferromagnetic resonance spectra of thin magnetic films made of permalloy Fe₃₀Ni₇₀ with a thickness of 50 nm was studied depending on the conductivity of a 0.25 mm thick silicon substrate. The films were obtained by vacuum magnetron sputtering using a DC magnetron. The spectra were taken on a scanning ferromagnetic resonance spectrometer at a frequency of 3.123 GHz with a measurement locality of $\sim 1.0 \text{ mm}^2$, determined by the area of the hole in the measuring head. It was found that in a certain range of substrate conductivity, the spectra taken when the sample was positioned with the film facing the measuring hole are inverted when the free side of the substrate faces the measuring hole. The results of the electrodynamic analysis of the one-dimensional model, reflecting the conditions of the experiment, are in qualitative agreement with the measurement results.

Keywords: Thin magnetic film, semiconductors substrate, complex permittivity, absorption coefficient