

УДК 538.955

ДИСПЕРСИЯ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ В ПЛЕНКЕ ПЕРМАЛЛОЯ: ДАННЫЕ МАНДЕЛЬШТАМ- БРИЛЛЮЭНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

В. Д. Бессонов, А. В. Телегин, В. А. Бессонова, В. С. Теплов,
М. А. Миляев, Ю. П. Сухоруков

Институт физики металлов им. Мхеева УрО РАН
620108 Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18

Статья поступила в редакцию 11 декабря 2018 г.

Аннотация. Методом Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света изучена полевая зависимость ферромагнитного резонанса и спин-волнового резонанса для пленки пермаллоя толщиной 40 нм. Показано, что совпадение частот спин-волнового резонанса для рассчитанных и экспериментальных данных происходит при учете константы поверхностной анизотропии. Интенсивность рассеянного света объясняется взаимодействием электромагнитной волны со спиновыми волнами в глубине скин-слоя пермаллоя. Получены дисперсионные характеристики поверхностных и псевдо-поверхностных спиновых волн.

Ключевые слова: Мандельштам-Бриллюэновское рассеяние света, магнитостатические спиновые волны, спин-волновой резонанс, пермаллой.

Abstract. The field dependence of ferromagnetic resonance and spin-wave resonance for 40 nm thick polycrystalline permalloy film grown on a silicon substrate was studied using the Brillouin light scattering method. The experiment was carried out in the geometry of the inverse and quasi-inverse light scattering at room temperature. An external magnetic field was applied along the film surface in accordance with the Diman-Eshbach geometry. It is shown that the observed ferromagnetic resonance frequencies are in good agreement with theoretical calculations. The coincidence of the spin-wave resonance frequencies for the calculated and experimental data in the tangentially magnetized film occurs when the inhomogeneous exchange constant and the surface anisotropy constant for completely fixed surface spins are taking into account. The difference between the Stokes lines intensity of scattered light for

ferromagnetic and spin-wave resonances is explained by the penetration depth of the electromagnetic wave and its interaction with the spin waves in the skin layer. The dispersion of surface and pseudo-surface magnetostatic spin waves was studied in the nanosized permalloy film. Dispersion dependence of the MSW was measured by the film deviation from the normal incidence of light. The obtained experimental results are explained by taking into account the dipole-dipole and exchange interactions. The changes of the intensity of the Stokes peak in the Brillouin light scattering spectra depend of the deflection angle because the surface magnetostatic spin waves has a hyperbolic distribution of the intensity of the dynamic magnetization vector over the sample thickness and the nonlinear dependence of light reflection on the angle of incidence for polarized light. The observed peak in the spectra with zero wave vector was associated with the contribution from Rayleigh light scattering at a normal angle of incidence.

Key words: Brillouin light scattering, magnetostatic spin waves, spin wave resonance, permalloy.

1. Введение

Магнитоупорядоченные среды можно представить в виде решетки взаимодействующих магнитных моментов электронных оболочек ионов. В ферромагнетике взаимодействие между магнитными моментами осуществляется в результате диполь-дипольного и обменного взаимодействий [1]. Согласно уравнению Ландау-Лившица-Гилберта [2]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}] + \frac{\alpha}{M} \left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right] \quad (1)$$

динамику локализованного магнитного момента \vec{M} можно представить в виде осцилляции вокруг оси магнитного поля \vec{H} . Где t - время, α - параметр затухание Гилберта, γ - гиромагнитное отношение. Взаимодействие между магнитными моментами ионов передает магнитные колебания решетке спинов среды в виде магнитостатических спиновых волн (МСВ) [2].

Магнитные колебания имеют место на частотах ГГц и ТГц диапазона и являются удобным объектом для передачи и обработки данных [3]. Помимо существенного увеличения частоты, по сравнению с используемой в электронной технике, магнитные колебания лежат существенно ниже уровня Ферми, который обычно составляет сотни ТГц. Однако спектр различных мод магнитных колебаний существенно зависит от таких параметров как толщина и геометрия образца и может варьироваться даже для материала одного состава [4, 5]. В объемных материалах и толстых пленках одновременно с объемными МСВ (прямые и обратные) формируются поверхностные волны (ПМСВ) [2, 1]. В отличие от объемных магнитостатических волн ПМСВ лежат в более высоком интервале частот, что делает их более перспективными для научных исследований и практического применения. К тому же в металлических пленках различные моды поверхностных волн, т.е. ПМСВ и псевдо-ПМСВ, разнесены по частотам, тогда как для объемных МСВ дисперсионные ветви будут пересекаться, создавая смешанные состояния. Отдельной интересной задачей является пограничное состояние поверхностных и объемных мод МСВ в сверхтонких пленках толщиной меньше 10 нм [6].

Для изучения дисперсионных характеристик магнитных колебаний в магнитной среде удобно использовать пленки пермаллоя ($\text{Pu} - \text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), так как они обладают наименьшим затуханием магнитной подсистемы для металлических материалов (параметр затухания Гилберта $\alpha \sim 10^{-2}$ [7]), технологически простым и дешевым процессом изготовления.

Надо отметить, что стандартные резонансные методы (например, ФМР) имеют ограниченную область применений из-за строгих требований к размерам образца. Они не дают информации о дисперсии МСВ и различных модах в спектре возбуждений.

Альтернативой является Мандельштам-Бриллюэновское рассеяние света (МБРС) в твердом теле. Данный оптический метод за счет использования лазера квази-локален, отсутствие необходимости в возбуждающих переменных магнитных полях упрощает требования к размерам и форме образцов, в тоже

время за счет широкого спектрального интервала интерферометра установка весьма чувствительна к толщине, геометрии и другим физическим свойствам образца.

В настоящей работе методом МБРС получена дисперсия поверхностных и псевдо-поверхностных спиновых волн в пленке пермаллоя толщиной 40 нм.

2. Образцы и методика эксперимента

Пленки пермаллоя Py толщиной $t = 40$ нм на подложке из монокристаллического Si (100) были выращены методом магнетронного напыления на постоянном токе в установке MPS-4000-C6 (Ulvac). На поверхности подложки имелся слой оксида SiO_2 толщиной 2-3 нм, образовавшийся в результате естественного окисления поверхности Si . Перед напылением поверхность подложки очищалась от SiO_2 методом обратного магнетронного распыления в атмосфере аргона в напылительной установке с использованием магнетрона на переменном токе. Шероховатость подложки по величине среднеквадратичного отклонения составляла 5-7 Å. Напыление пленок осуществлялось при комнатной температуре, в атмосфере аргона при давлении 0.1 Па и мощности магнетрона 100 Вт. Базовое давление остаточных газов в камере напыления составляло $P = 6 \times 10^{-7}$ Па. Для защиты поверхности пленки от окисления на пленку напылялся слой тантала толщиной 2 нм [8].

Динамика намагниченности изучалась методом Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света при комнатной температуре $T = 295$ К. Для металлических (непрозрачных в видимой области спектра) образцов наиболее удобной геометрией эксперимента является квазиобратное рассеяние света [9]. Оптическая схема эксперимента представлена на Рис. 1. В качестве источника света использовался одномодовый твердотельный лазер Spectra-Physics с длиной волны $\lambda = 532$ нм. Мощность лазерного излучения, подаваемого на образец, составляла 1 мВт, что недостаточно для термического изменения свойств пленок пермаллоя в пятне облучения диаметром 40 мкм. Исследование рассеянного света производилось с помощью шестипроходного

интерферометра Фабри-Перо Scientific Instruments TFP-I. Сигнал регистрировался фотоэлектронным усилителем Hamamatsu H10682.

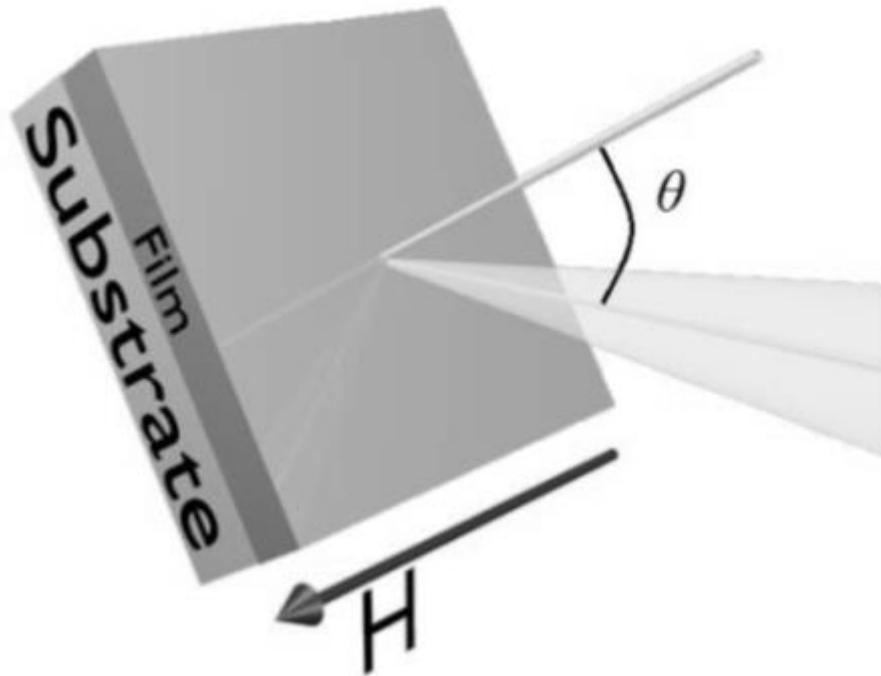


Рис. 1. Схема эксперимента в геометрии Даймона-Эшбаха. Внешнее магнитное поле направлено параллельно плоскости пленки.

Образец помещался во внешнее постоянное магнитное поле H напряженностью до 4 кЭ, приложенное вдоль поверхности пленки. Пермаллой является магнито-мягким материалом, поэтому даже присутствие небольших внешних магнитных полей достаточно для однородного намагничивания образца. Образец в измерительной ячейке находился в геометрии эксперимента Даймона-Эшбаха ($\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$) [10], при которой установка максимально чувствительна к спиновой волне, распространяющейся перпендикулярно внешнему магнитному полю. Как показано на рис. 1, свет падает под произвольным углом θ к нормали. Затем рассеянный образцом свет собирается короткофокусным объективом в обратном направлении и системой зеркал направляется в интерферометр. В такой геометрии свет рассеивается на волновых процессах в твердом теле с волновым вектором \mathbf{k} , в два раза большим волнового вектора падающей волны. Меняя угол падения света θ от 0° до 90°

для бегущих волн в плоскости пленки, закон выбора волновых векторов определяется как [11]:

$$k = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta \quad (2)$$

где: λ - длина волны падающего излучения. В эксперименте отсутствовали внешние возбуждающие поля (СВЧ-поле), то есть исследовались спектры тепловых магнитных колебаний пленки пермаллоя.

3. Результаты эксперимента и обсуждения

На рис. 2 приведена полевая зависимость спектров МБРС в геометрии обратного рассеяния при $\theta = 0^\circ$. В такой геометрии значения волнового вектора волн, на котором происходит рассеяние, равен $\mathbf{k} = 0 \text{ см}^{-1}$, что соответствует не бегущим волнам, а резонансам. При $\mathbf{k} = 0 \text{ см}^{-1}$ спектр МБРС показывает наличие трех основных линий. Частоты линий зависят от напряженности внешнего магнитного поля без изменения интенсивности, что подтверждает магнитную природу наблюдаемых колебаний [12].

Пермаллой обладает слабой магнитокристаллической анизотропией в плоскости пленки. Это связано с поликристаллическостью пленки, причем размер кристаллитов составляет 5-7 нм, а размер сфокусированного пятна лазера около 40 нм. Поэтому в рассеянном свете содержится информация обо всех направлениях магнитокристаллической анизотропии. В этом случае полевую зависимость ФМР для тангенциально намагниченной пленки можно описать в приближении формулы Киттеля [13]:

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_H (\omega_H + \omega_M)} \quad (3)$$

где ω_0 - частота ФМР; $\omega_H = \gamma H$; $\omega_M = 4\pi\gamma M_s$; $\gamma_{\text{Py}} = 2.8 \text{ МГц/Э}$; H - напряженность магнитного поля; M_s - намагниченность насыщения ($M_{s\text{Py}} = 860 \text{ Гс}$) [7]. Следует заметить, что в данный вид гиромагнитного отношения внесена поправка на 2π , которая в литературе, как правило, отсутствует. Последнее зачастую приводит к тому, что в формулах отсутствует различие между спектральной частотой и циклической частотой колебаний.

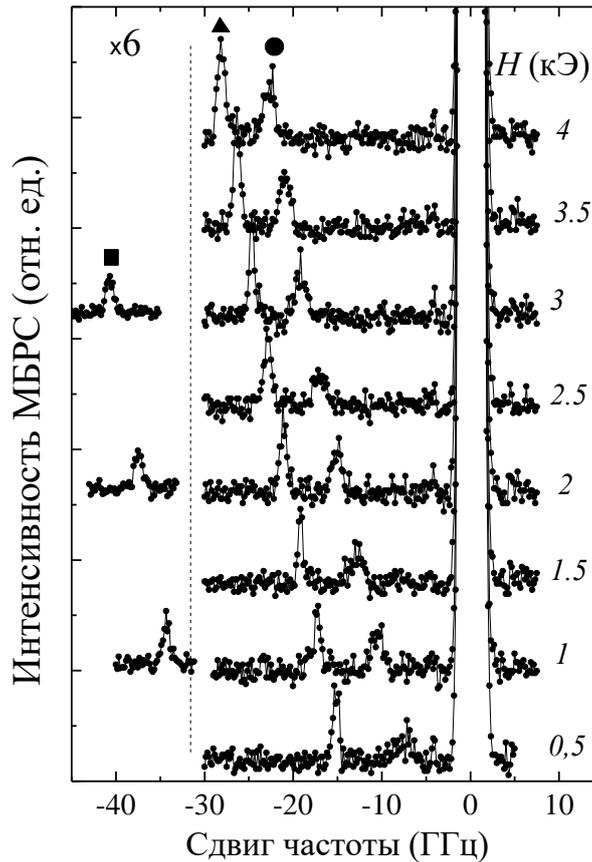


Рис. 2. Спектры МБРС (анти-стоксовая часть) при нормальном падении света на пленку Ru ($k \approx 0 \text{ см}^{-1}$) в магнитных полях. Высоочастотная часть спектров приведена в масштабе 6:1. Спектры измерялись при различных величинах внешнего магнитного поля. Величина поля приведена цифрами рядом со спектрами.

Расчет полевой зависимости частоты ФМР из (3) показан красной сплошной линией на Рис. 3. Экспериментальные значения частот, соответствующих наиболее низкоэнергетическим пикам, показан красными точками на Рис. 3. Как видно из рисунка 3, имеет место хорошее согласие теории и эксперимента. Небольшое расхождение может быть связано с локальной нестехимометрией (более высоким содержанием железа в сплаве) и, соответственно, более высокой намагниченностью насыщения.

Методика квазиобратного рассеяния света позволяет определить только частоту ФМР и не дает возможности оценить ширину линии ФМР, из-за чувствительности МБРС не к одному волновому вектору, а к набору волновых векторов, ограниченному апертурой собирающей линзы. Однако методика

МБРС чувствительна как к частотам ФМР, так и к высшим модам ФМР – спин-волновому резонансу, возникновение которого зависит от качества поверхности пленки.

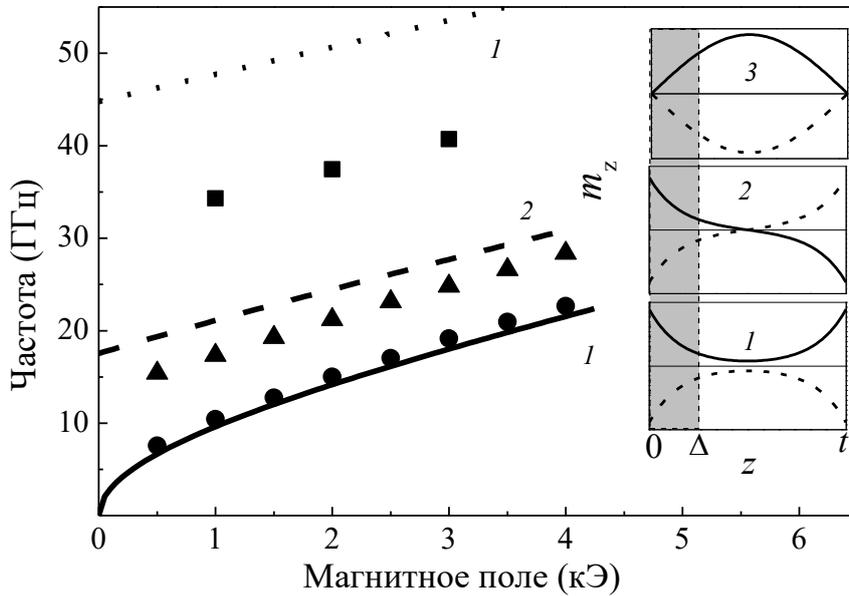


Рис.3. Полевая зависимость частоты пиков МБРС: символы – эксперимент, сплошные линии – расчет ФМР по формуле (2) и СВР по формуле (3) для двух мод. На вставке показано соответствующее распределение динамической намагниченности m по толщине пленки для ФМР и СВР: сплошной и пунктирной линией отмечена максимальная m_z для противоположных направлений фазы. Символ Δ указывает величину скин-слоя в пермаллое для $\lambda = 532$ нм.

Известно, что СВР наблюдается для слабдефектных пленок и заключается в возникновении стоячей волны по толщине пленки. Для нахождения частот СВР тангенциально намагниченной пленки, используется выражение [14]:

$$\omega_{SWR} = \sqrt{\left(\omega_H + \frac{2\gamma A}{M_s} \chi^2\right) \left(\omega_H + \frac{2\gamma A}{M_s} \chi^2 + \omega_M\right)} \quad (4)$$

где A - обменная константа, $A_{py} = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см [15]; $\chi = n\pi/t$ - волновой вектор, возникший стоячей волны; $n = 1, 2, 3, \dots$ - номер моды. При $n = 0$ ур. (4) переходит в ур. (3). Таким образом, ферромагнитный резонанс можно считать нулевой модой спин-волнового резонанса. Этой терминологией мы будем пользоваться в дальнейшем.

Для возникновения СВР необходимо закрепление поверхностных спинов, причем константы поверхностной анизотропии $d_{1,2}$ должны быть либо больше нуля, либо меньше нуля для обеих поверхностей пленки [1]. Из геометрии образца следует, что основным источником магнитной анизотропии будет размагничивающий фактор $N = 4\pi$ и, таким образом, для пленок Ру толщиной $t = 40$ нм магнитокристаллическая анизотропия имеет тип – легкая плоскость, следовательно, и поверхностная анизотропия должна иметь тип – легкая плоскость, а константы поверхностной анизотропии $d_{1,2}$ должны быть меньше нуля. Рассмотрим далее случай с полностью закрепленными поверхностными спинами, то есть $d_{1,2} = -\infty$. Стоит отметить, что константа поверхностной анизотропии слабо влияет на частоты мод магнитных колебаний, а оказывает влияние только на форму дисперсионной кривой.

Результаты расчета частот СВР согласно (4) показан на Рис. 3. Экспериментальные частоты, соответствующие СВР, были взяты из спектров МБРС (Рис. 2). Из рисунка 3 видно, что наблюдающиеся частоты соответствуют первой и второй моде СВР. Несоответствие теоретически рассчитанных и экспериментальных данных может быть связано, как было указано выше, с несоответствием реального и формульного состава пермаллоя. Однако в нашем случае отклонение состава пленки приводит не только к изменению намагниченности насыщения M_s , но и к уменьшению константы обменного взаимодействия A . Наилучшее согласие между рассчитанными и экспериментальными данными достигается при $M_s = 950$ Гс и $A = 1,5 \cdot 10^6$ эрг/см.

При закреплении спинов на поверхности пленки возникает стоячая волна, которую можно описать уравнениями [2]:

$$-\frac{\partial m}{\partial z} + d_1 m = 0 \text{ при } z = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial m}{\partial z} + d_2 m = 0 \text{ при } z = t$$

где m - динамическая намагниченность. При решении системы уравнений (5) в случае отрицательных констант поверхностной анизотропии возникает гиперболический тип магнитных колебаний для ФМР и первой моды СВР [2]. Распределение максимума значения динамической намагниченности m из (5) для различных мод n показаны на вставке к Рис. 3. Видно, что первые колебания имеют на поверхности не узел, а пучность.

Косвенно наличие пучности колебаний на поверхности образца подтверждается интенсивностью линий МБРС. Интенсивность линий МБРС пропорциональна среднему квадрату динамической намагниченности $\langle m^2 \rangle$. Для среднего пика, обозначенного треугольником (Рис.2), интенсивность выше интенсивности низкочастотного пика. Это связано с тем, что при первом порядке СВР магнитные колебания расположены вблизи поверхности тонкой пленки, что дает более высокую интенсивность СВР по сравнению ФМР.

В виду небольшой глубины проникновения зеленого света в пермаллой (примерно четверть толщины пленки) МБРС чувствительно, только к тем колебаниям, пучность которых достаточно близко подходит к поверхности [16]. Глубина проникновения света лазера в пленку ρ_y оценивается из выражения для скин-слоя [17]:

$$\Delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma \mu_0 \mu \omega}} \quad (6)$$

где σ - удельная проводимость ($\sigma_{\text{Fe}} = 5 \cdot 10^6$ 1/Ом*м); μ_0 - магнитная восприимчивость вакуума, μ - магнитная восприимчивость (для пермаллоя μ_{Fe} (для $\lambda = 532$ нм) ≈ 1); ω - циклическая частота падающего света.

Для лазера с длиной волны $\lambda = 532$ нм величина скин-слоя составляет $\Delta_{\text{Fe}} = 9.48$ нм т.е. четверть толщины пленки. Начиная со второй моды СВР, на поверхности пленки присутствует узел магнитных колебаний, что делает методику МБРС малочувствительной к этим колебаниям.

Таким образом, метод Манделштам-Бриллюэновского рассеяния света позволил наблюдать ферромагнитный резонанс в тонкой пленке пермаллоя, а

также его высокочастотные моды – спин волновой резонанс. Полученные экспериментальные данные описываются в рамках теории ФМР и СВР с учетом оптических свойств Ru . В целом, наличие оптического отклика на ФМР и СПР и соответствие теории магнитных колебаний экспериментальным данным свидетельствуют о высоком качестве пленки пермаллоя. Учет скин-слоя объясняет интенсивностные характеристики рассеяния света для различных мод магнитных колебаний.

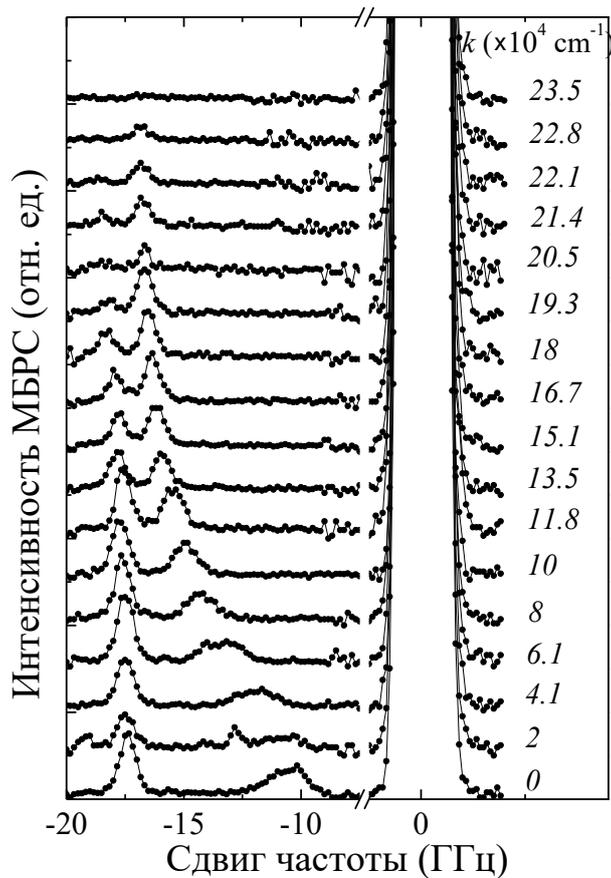


Рис. 4. Спектры МБРС в поле $H = 1$ кЭ для разных значений волновых векторов рассеянного света.

Дисперсионная зависимость МСВ измеряется путем отклонения пленки от нормального падения света, согласно ур. (1). Длина свободного пробега магнонов в Ru составляет несколько микрон [18], поэтому образование стоячих волн в плоскости пленки является невозможным. На Рис. 4 представлены спектры МБРС при различных значениях угла θ , и, соответственно, волнового вектора \mathbf{k} , рассчитанного из ур. (2). При $\theta = 0^\circ$ первые два пика соответствуют

ФМР и СВР для первой моды ($n=1$). Изменение интенсивности пиков Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света в спектрах от угла θ связано с поверхностным типом магнитостатических волн (ПМСВ), описываемых гиперболическим распределением интенсивности МСВ по толщине образца.

В этом случае при увеличении волнового вектора МСВ начинает проявляться ее гиперболичность, и волна прижимается к одной из поверхностей пленки. Причем, чем больше \mathbf{k} , тем сильнее волна прижимается к поверхности. Отсюда понятно наблюдаемое увеличение интенсивности пиков МБРС при изменении угла падения света (Вставка к Рис.5).

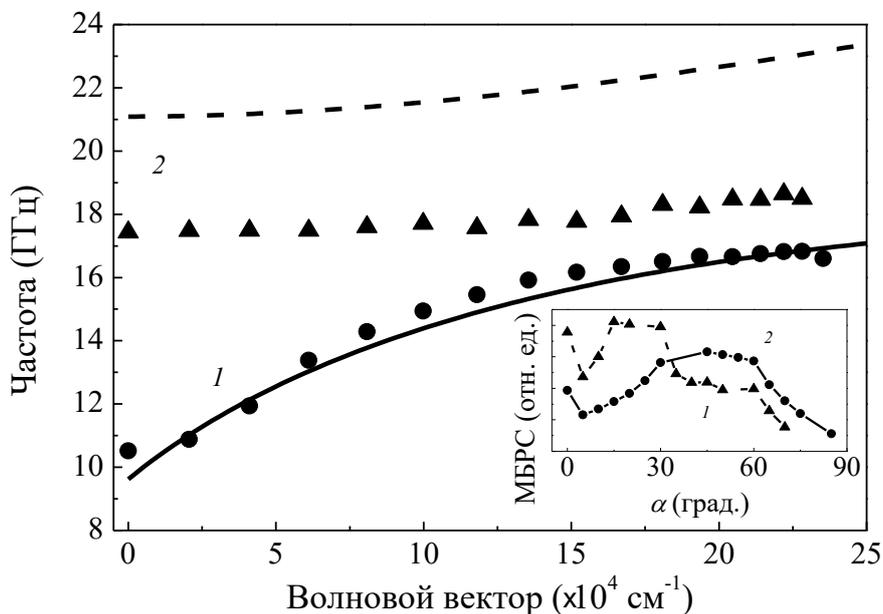


Рис. 5. Дисперсионная зависимость для поверхностных МСВ и псевдо-поверхностных МСВ в поле $H = 1$ кЭ. Символы соответствуют частотам пиков МБРС из Рис. 4. Линии – расчет по формуле (7) для различных мод в поле $H = 1$ кЭ. На вставке: интенсивность пиков МБРС в зависимости от угла падения света.

На вставке к Рис. 5 видно, что зависимость интенсивности пиков от угла имеет максимум при $\theta = 45^\circ$ для ПМСВ и при $\theta = 20^\circ$ для псевдо-ПМСВ. Различие в положении максимумов объясняется как неравномерностью распределения интенсивности волны света по толщине пленки, то есть глубиной проникновения, так и угловой зависимостью отражения света от металлической пленки, которая имеет максимум вблизи угла Брюстера (~ 60

градусов) [17]. Максимальная интенсивность пиков наблюдается для $\theta = 0^\circ$. Такое поведение не укладывается в монотонную нисходящую зависимость интенсивности от угла (вдали от угла Брюстера), и, связано с дополнительным вкладом Релеевского (упругого) рассеяния.

Рассмотрим теперь зависимость частоты пиков от волнового вектора (Рис.5.). Для описания дисперсионной зависимости ПМСВ и ее следующей моды, которая называется псевдо-ПМСВ, обычно используются выражение [1]:

$$\omega_{MSW} = \sqrt{\left(\omega_H + \frac{2\gamma A}{M_s}(k^2 + \chi^2)\right)\left(\omega_H + \frac{2\gamma A}{M_s}(k^2 + \chi^2) + \omega_M F_{nn}\right)} \quad (7)$$

где коэффициент F_{nn} равен:

$$F_{nn} = 1 + P_{nn} \frac{\omega_M}{\omega_H + \frac{2\gamma A}{M_s}(k^2 + \chi^2)} (1 - P_{nn}) \quad (8)$$

k – волновой вектор бегущей волны в плоскости пленки, где P_{nn} – матрица дипольного взаимодействия:

$$P_{nn} = \left(\frac{k}{\chi}\right)^2 + \left(\frac{k}{\chi}\right)^2 \frac{(1 + (-1)^{2n}) (1 - (-1)^n \exp(-kt))}{kt} \quad (9)$$

Сплошными линиями на Рис. 5 представлены рассчитанные данные дисперсионных зависимостей для ПМСВ и псевдо-ПМСВ. Количественное согласие рассчитанных и экспериментальных данных для ПМСВ свидетельствует в пользу преимущественного диполь-дипольного взаимодействия на данных волновых числах. Для псевдо-ПМСВ наблюдается только качественное согласие.

Таким образом, методом Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света помимо ПМСВ была обнаружена псевдо-ПМСВ. Показано, что дисперсионная зависимость псевдо-ПМСВ описывается в рамках теории МСВ. Основным взаимодействием, отвечающим за распространение ПМСВ, является диполь-дипольное взаимодействие.

Следует отметить, что формула (7) удовлетворительно описывает частоты всех наблюдаемых эффектов. Однако одной из задач нашей работы было

продемонстрировать возможности спектроскопии МБРС. Например, для анализа частот ФМР сферических образцов достаточен учет только гиромагнитного отношения γ . В случае тонкой пленки необходим учет фактора размагничивания N . В спектрах СВР начинает проявлять себя обменное взаимодействие. Для ПМСВ основным механизмом является дипольное взаимодействие, а для псевдо-ПМСВ необходим учет, как константы обменного взаимодействия, так и параметра закрепления поверхностных спинов. Таким образом, методом МБРС изменяю геометрию эксперимента и рассматривая различные моды магнитных колебаний, можно с высокой точностью определить характер взаимодействия магнитных моментов в тонких пленках пермаллоя.

4. Заключение

В работе методом Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света были измерены частоты собственных магнитных колебаний пленки пермаллоя толщиной 40 нм на кремниевой подложке для различных значений напряженности внешнего магнитного поля и волнового вектора. Оптическим методом в пленке наблюдался ферромагнитный резонанс и его высокочастотные моды – спин-волновой резонанс. Интенсивность пиков в спектрах МБРС объясняется глубиной скин-слоя и распределением интенсивности магнитных колебаний по толщине пленки пермаллоя. Несовпадение частот первой моды спин-волнового резонанса для теоретических и экспериментальных значений, возможно, связано с отклонением состава пленки пермаллоя от формульного. Из дисперсионной зависимости поверхностных и псевдо-поверхностных магнитостатических спиновых волн показано, что основным взаимодействием, участвующим в их формировании, являются диполь-дипольное и обменное, соответственно. Полученные результаты согласуются с теорией. Анализ полученных экспериментальных данных демонстрирует применимость метода Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света для анализа качества эпитаксии металлических пленок.

Работа выполнена при частичной поддержке государственного задания ФАНО России (тема "Спин" АААА-А18-118020290104-2), мегагранта №14.Z50.31.0025 и гранта Президента РФ для молодых ученых МК-4959.2018.2.

Литература

1. Kalinikos V.A., Slavin A.N. *J. Phys. C: Solid State Phys.* 1986. Vol. 19. P. 7013.
2. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. *Магнитные колебания и волны*. М.: Наука, 1994.
3. Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B. *Nature Physics*. 2015. Vol. 11. P. 453.
4. Madami M., Tacchi S., Carlotti G. et al. *Phys. Rev. B*. 2004. Vol. 69. P. 1444408.
5. Grünberg P., Cottam M.G., Vach W. et al. *J. Appl. Phys.* 1982. Vol. 53. P. 2078.
6. Hillebrands B., Baumgart P., Güntherodt G. *Phys. Rev. B*. 1987. Vol. 36. P. 2450.
7. Smith D.O. *J. Appl. Phys.* 1958. Vol. 29. P. 264.
8. Миляев М.А., Наумова Л.И., Проглядо В.В. др. *ФММ*. 2011. Т. 112. С. 146.
9. Madami M., Guddiotti G., Tacchi S., Carlotti G. *Solid State Physics*. 2012. Vol. 63. P. 79.
10. Damon R.W., Eshbach J.R. *J. Phys. Chem. Solids*. 1960. Vol. 19. P. 308.
11. Cottam M.G., Lockwood D.J. *Light Scattering in Magnetic Solids*. N.Y.: Willey, 1986.
12. Camley R.E., Grünberg P., Mayr C.M. *Phys. Rev. B*. 1982. Vol. 26. P. 2609.
13. Kittel Ch. *Phys. Rev.* 1948. Vol. 73. P. 155.
14. Kittel Ch. *Phys. Rev.* 1958. Vol. 110. P. 1295.
15. Bailey G.C., Vittoria C. *Phys. Rev. Lett.* 1972. Vol. 28. P. 100.
16. Tahir N., Bali R., Gieniusz R. et al. *Phys. Rev. B*. 2015. Vol. 92. P. 144429.
17. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики*. М.: Наука, 1973.
18. Stancil D.D., Prabhakar A. *Spin Waves. Theory and Application*. N.Y.: Springer, 2008.

Для цитирования:

В.Д.Бессонов, А.В.Телегин, В.А.Бессонова, В.С.Теплов, М.А.Миляев, Ю.П.Сухоруков
 Дисперсия собственных колебаний магнитных моментов в пленке пермаллоя: данные
 Манделъштам-Бриллюэновского рассеяния света. Журнал радиоэлектроники [электронный
 журнал]. 2018. № 12. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/dec18/16/text.pdf>
 DOI 10.30898/1684-1719.2018.12.16