

DOI <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.7.7>

УДК 537.874; 537.624

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРЕЦЕССИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ НА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ РЕШЕТКЕ, СОЗДАВАЕМОЙ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРОМ

В. С. Власов¹, В. Г. Шавров², В. И. Щеглов²

¹ Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина,
167001, Сыктывкар, Октябрьский пр-т, 55

² Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,
125009, Москва, ул. Моховая, 11-7

Статья поступила в редакцию 6 июля 2021 г

Аннотация. Предметом исследования работы является возбуждение прецессии намагниченности в магнитной пленке, на поверхности которой формируется температурный рельеф, образованный интерференционной картиной, создаваемой предварительно раздвоенным лучом фемтосекундного лазера. Отмечена наблюдаемая в эксперименте зависимость эффективности возбуждения от ориентации магнитного поля, приложенного в плоскости пленки. Основной целью работы является теоретическая интерпретация наблюдаемой ориентационной зависимости. Рассмотрена реализованная в эксперименте схема «накачки-зонда». Представлена общая геометрия задачи, включающая в себя магнитную пленку со сформированной на ее поверхности интерференционной картиной и приложенное в плоскости пленки постоянное поле. Показано, что за счет термического расширения в пленке возбуждаются упругие волны двух типов – поверхностные рэлеевские и вытекающие продольные. Проекции волновых векторов распространяющихся волн на плоскость пленки перпендикулярны полосам интерференционной картины, а ориентация поля может меняться от продольной до поперечной относительно тех же полос. Определены компоненты тензора деформаций рэлеевских и вытекающих волн. Рассмотрена прецессия намагниченности в системе координат, связанной с магнитным полем. С использованием аппарата матриц

перехода получены компоненты тензора деформаций в системе, связанной с полем. В рамках линейного приближения в такой системе решена задача о возбуждении прецессии намагниченности упругими деформациями, обусловленными рэлеевской и вытекающей волнами. Определена динамическая компонента прецессирующей намагниченности, обеспечивающая поворот плоскости поляризации света, проходящего по нормали к плоскости пленки. Показано, что угол поворота прямо пропорционален компонентам тензора деформации с учетом резонансного характера зависимости прецессии намагниченности от величины магнитного поля. Получена зависимость поворота поляризации от ориентации поля, приложенного в плоскости пленки. Показано, что при ориентации поля вдоль и поперек полос интерференции поворот плоскости поляризации света отсутствует, а между этими крайними направлениями имеет вид двух максимумов, разделенных глубоким минимумом. Полученные результаты сопоставлены с данными эксперимента, отмечено качественное и в ряде случаев количественное соответствие. Приведены рекомендации для дальнейшего развития работы.

Ключевые слова: фемтосекундный лазер, магнитоупругое взаимодействие, метод «накачка-зонд».

Abstract. The subject of investigation in this work is the excitation of magnetization precession in magnetic film on the surface of which is formed the temperature relief which is formed by interference picture formatted by preliminary divided ray from femtosecond laser. It is mentioned the discovered in experiment the dependence of excitation efficiency from the orientation of magnetic field applied in the plane of film. The main aim of this work is the theoretical interpretation of observed orientation dependence. The realized in experiment scheme “pump-probe” is described. The whole geometry of task is proposed. This geometry includes in oneself the magnetic film with formed in its surface interference picture and applied in the plane of film the constant field. It is shown that by the thermal expansion in the film the elastic waves two types are excited; the surface Rayleigh waves and leaky longitudinal waves. The projections of wave-vectors of propagating waves to plane of

film are normal to the strips of interference picture. The orientation of field may change from longitudinal to transverse from the same strips. The components of deformation tensor of Rayleigh and leaky waves are determined. The precession of magnetization in the coordinate system connected with field is investigated. By using the apparatus of crossing matrixes it is found the components of deformation tensor are determined. In the frame of linear approach in this system the task about excitation of magnetization precession by elastic deformations by Rayleigh and leaky waves is solved. The dynamical component of magnetization precession which ensures the light polarization rotation which passes along the normal to the plane of film is found. It is shown that the angle of rotation is straight proportional to the tensor deformation components with the summarization with the resonance character of precession magnetization dependence from the value of magnetic field. The dependence of polarization rotation from orientation of field which is applied in the plane of film is found. It is shown that by the orientation of field along and across the interference stripes the rotation of polarization plane is absent. Between these extreme orientations the dependence has appearance as two maxima divided by deep minimum. The received results are compared with data of experiment. It is found the quality and in some cases quantity correlation. The recommendations for further development of work are proposed.

Key words: femtosecond laser, magnetoelastic interaction, “pump-probe” method.

Введение

Высокоскоростная обработка огромных массивов информации требует освоения физических процессов, характерное время которых исчисляется нано и пикосекундами. Особый интерес представляют сверхбыстрые процессы, возбуждаемые под воздействием фемтосекундного лазера. В средах, обладающих магнитным упорядочением, это позволяет сочетать крайне малое время обработки с весьма значительным временем хранения информации [1,2].

Исследование сверхбыстрых процессов в магнитных средах обычно выполняется по схеме «накачки-зонда», в рамках которой собственно

сверхбыстрый процесс создается воздействием на среду мощным импульсом света от фемтосекундного лазера («накачка»), а считывание ее состояния производится с помощью света от другого лазера («зонд») за счет эффекта Фарадея или Керра [3-6]. Изменение магнитного состояния вещества при воздействии мощным импульсом света фемтосекундной длительности происходит за счет теплового расширения среды, приводящего к упругим напряжениям, через магнитострикцию меняющим ориентацию намагниченности [7-9]. При этом возможны явления типа спин-переориентационного перехода [10, 11]. Возбуждаемые светом акустические волны также являются весьма эффективным источником изменения намагниченности.[12, 13]. Кроме магнитострикционного другим возможным механизмом изменения намагниченности может явиться обратный эффект Фарадея [14]. В среде с малым магнитным затуханием резкое изменение намагниченности приводит к возбуждению спиновых волн [15]. Другим следствием ударного изменения намагниченности является излучение электромагнитных волн терагерцового диапазона [16-19].

В работах [20-23] предварительно раздвоенный луч света от фемтосекундного лазера, падая на пленку никеля, создает на ней интерференционную картину, приводящую к возбуждению периодического температурного рельефа. Расширение освещенных полос рельефа приводит к механическому возбуждению поверхностных рэлеевских и вытекающих объемных волн, которые за счет магнитострикции вызывают прецессию намагниченности. Показано, что значительный эффект Фарадея обеспечивается в тех случаях, когда частоты механических волн совпадают с частотой ферромагнитного резонанса в пленке.

Установлено, что оптимальным режимом возбуждения намагниченности является приложение постоянного поля в плоскости пленки под некоторым углом к направлению волнового вектора упругих волн [20], хотя требуемое значение угла точно не определено.

В работе [24] предложена теоретическая трактовка ориентационной зависимости эффективности возбуждения прецессии намагниченности на основе энергетического представления. Показано, что такая зависимость в пределах от параллельной до перпендикулярной ориентации поля относительно волнового вектора имеет вид двух максимумов разделенных минимумом.

В работе [25] рассмотрена прецессия намагниченности, возбуждаемая волнами рэлеевского и вытекающего типов, однако роль температурного рельефа в первичном распределении упругих напряжений не установлена.

Настоящая работа является дальнейшим развитием моделей, предложенных в работах [24, 25]. Выполнено подробное рассмотрение температурного рельефа, вызывающего возбуждение рэлеевских и вытекающих волн, а также соответствующая прецессия намагниченности. Полученные результаты сравниваются с приведенными в работе [20] экспериментальными данными.

1. Схема эксперимента

Схема эксперимента, по типу «накачки-зонда», описанного в работе [20], показана на рис.1. Основу эксперимента составляет магнитная пленка 1, выполненная из никеля на стеклянной подложке 2. Система координат $Oxuz$ ориентирована таким образом, что плоскость Oxu совпадает с плоскостью пленки, а ось Oz ей перпендикулярна. В плоскости пленки магнитами 3 и 4 создается постоянное магнитное поле, которое может поворачиваться вокруг оси Oz .

На пленку падают два мощных пучка света 5 и 6 от фемтосекундного лазера («накачка»). Пучки сформированы путем расщепления единого пучка, так что они являются взаимно когерентными. Падая на плоскость пленки, эти пучки создают интерференционную картину в виде решетки параллельных полос, ориентированных вдоль оси Oy . Благодаря высокой мощности импульса фемтосекундного лазера, интерференционная картина создает на поверхности пленки температурный рельеф, в результате которого возникает периодическое распределение упруго напряженных полос, вызванных

тепловым расширением пленки. Зондирующий луч поляризованного света от малоомощного лазера («зонд») поступает на плоскость пленка вдоль оси Oz . При прохождении света через пленку плоскость его поляризации поворачивается, в результате чего на фотоприемник 8 поступает свет, модулированный по амплитуде, сигнал от которого далее анализируется измерительным прибором 9.

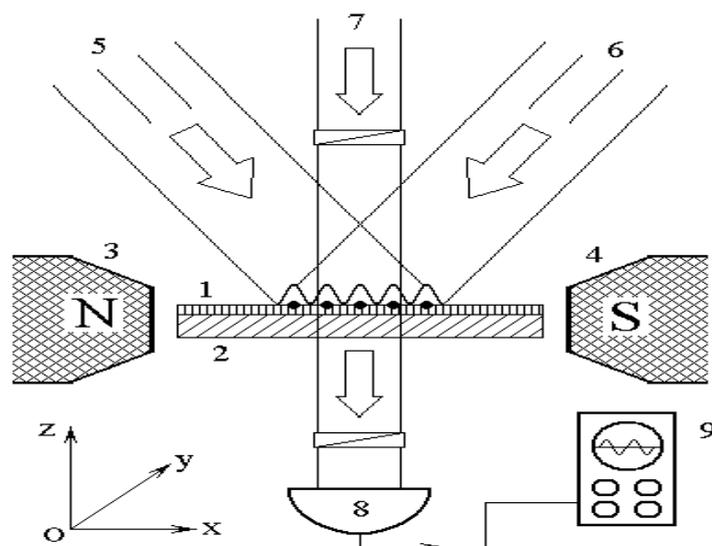


Рис.1. Схема эксперимента типа «накачки-зонда», описанного в работе [20].

1 – пленка никеля; 2 – стеклянная подложка; 3, 4 – полюса магнита; 5, 6 – пучки света от фемтосекундного лазера («накачка»); 7 – зондирующий пучок света («зонд»); 8 – фотоприемник; 9 – регистрирующий прибор.

В работе [20] показано, что такая схема позволяет зарегистрировать возбуждение упругих волн двух типов: поверхностные рэлеевские в плоскости пленки и продольные объемные, «вытекающие», распространяющиеся под углом к плоскости пленки. При соответствии магнитно поля условиям ферромагнитного резонанса на частоте возбуждаемых волн, наблюдаются сильные колебания намагниченности, приводящие к значительному повороту плоскости поляризации зондирующего света, то есть сильному сигналу, регистрируемому прибором 9.

В работе [20] не дана схема возбуждения рэлеевских и вытекающих волн, а приведены лишь их частоты и скорости распространения. Поэтому рассмотрим картину возбуждения таких волн несколько более подробно.

2. Общая геометрия задачи

Общая геометрия задачи представлена на рис.2.

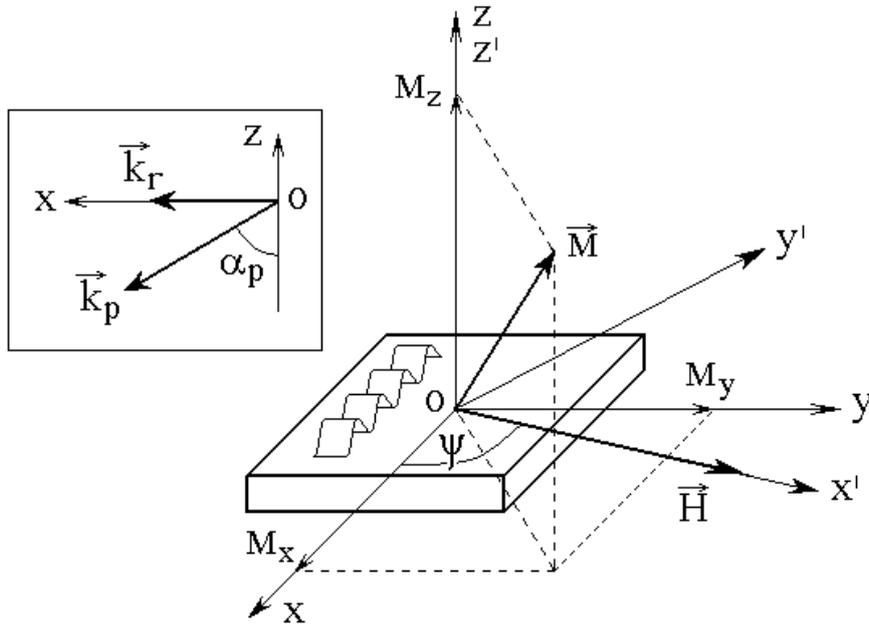


Рис.2. Общая геометрия задачи.

Основу рисунка составляет пленка, на которой схематически показана распространяющаяся волна. Плоскость Oxy декартовой системы координат $Oxyz$ совпадает с плоскостью пленки. При этом ось Oz перпендикулярна той же плоскости. Вектор намагниченности \vec{M} имеет компоненты M_x , M_y , M_z . Постоянное поле \vec{H} приложено в плоскости Oxy и составляет с осью Ox угол ψ . Вспомогательная система координат $O'x'y'z'$ связана с полем. При этом плоскость $O'x'y'$ совпадает с плоскостью Oxy , ось $O'z'$ совпадает с осью Oz , а угол между осями $O'x'$ и Ox равен ψ . На врезке показана ориентация волновых векторов рэлеевской \vec{k}_r и вытекающей \vec{k}_p волн. Оба вектора целиком лежат в плоскости Oxz . Вектор \vec{k}_r направлен точно вдоль оси Ox , вектор \vec{k}_p составляет с осью Oz угол α_p и ориентирован в отрицательном направлении этой оси, то есть внутрь пленки и в лежащую под ней подложку.

3. Возбуждение упругих волн посредством температурного рельефа

Создаваемая светом интерференционная картина вызывает неоднородное нагревание поверхности пленки. Схема образования температурного рельефа и соответствующее возбуждение упругих волн представлена на рис.3. Показан поперечный разрез пленки, совпадающий с плоскостью Oxz на рис.2.

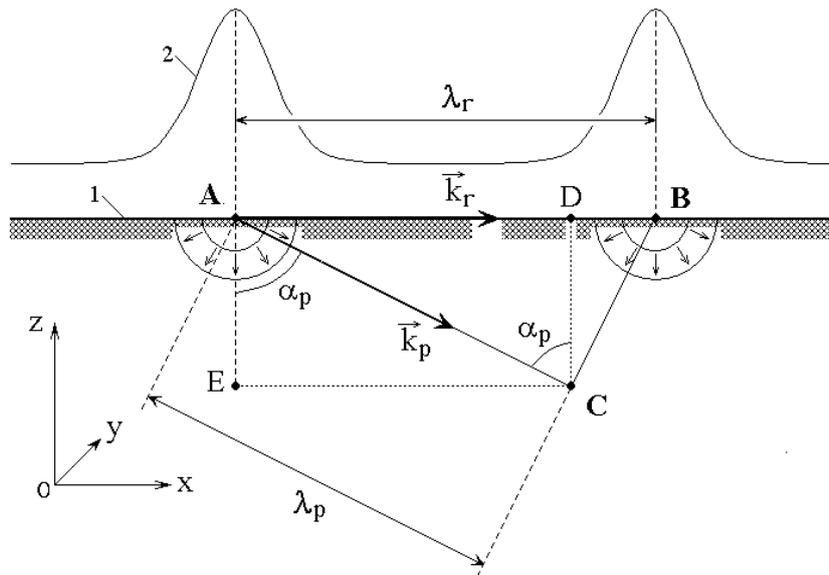


Рис.3. Схема возбуждения рэлеевской и вытекающей волн.

1 – пленка; 2 – температурный рельеф.

Представим центры температурного рельефа, создаваемого интерференционной картиной, в виде периодически расставленных точечных источников. На рис.3 показаны два таких источника, обозначенных буквами А и В. В результате теплового расширения, от каждого источника исходят сферически симметричные упругие напряжения (показаны концентрическими окружностями со стрелками),

Благодаря волновой природе распространения упругих напряжений распределение смещений образует дифракционную картину. Положения максимумов этой картины сходны с образованием максимумов от дифракционной решетки [26, стр.198].

Фемтосекундный лазер действует в импульсном режиме, так что к моменту прохождения упругого смещения от первого импульса из точки А до

точки В, в точке В действует второй импульс, в результате чего колебания происходят в одинаковой фазе. Это дает поверхностную волну рэлеевского типа, длина которой равна расстоянию между точками А и В. На рис.3 волновой вектор этой волны обозначен \vec{k}_r , а ее длина – λ_r . Длина волны связана с ее скоростью и частотой классическим соотношением:

$$\lambda_r = \frac{v_r}{f_r}. \quad (1)$$

Для волны, распространяющейся в глубину пленки, дифракционный максимум соответствует случаю, когда перпендикуляр к волновому вектору этой волны достигает точки В. Такое условие соответствует точке С. Это – объемная продольная волна, ее волновой вектор обозначен \vec{k}_p , а длина равна – λ_p . Соотношение между длиной волны, ее частотой и скоростью распространения, подобно (1), имеет вид:

$$\lambda_p = \frac{v_p}{f_p}. \quad (2)$$

Угол между волновым вектором и нормалью к плоскости пленки обозначен через α_p .

Из геометрии рис.3 можно видеть, что:

$$\sin \alpha_p = \frac{\lambda_p}{\lambda_r}, \quad (3)$$

то есть:

$$\alpha_p = \arcsin \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_r} \right). \quad (4)$$

Из (3) получим также косинус угла α_p :

$$\cos \alpha_p = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_r} \right)^2} = \frac{\sqrt{\lambda_r^2 - \lambda_p^2}}{\lambda_r}. \quad (5)$$

Для дальнейшего рассмотрения будут важны компоненты длины той и другой волны вдоль осей Ox и Oz . Для рэлеевской волны эти компоненты равны:

$$u_{rx} = \lambda_r; \quad (6)$$

$$u_{rz} = 0. \quad (7)$$

Для вытекающей волны эти компоненты равны длинам отрезков AD и AE соответственно, так что:

$$u_{px} = \lambda_p \sin \alpha_p; \quad (8)$$

$$u_{pz} = \lambda_p \cos \alpha_p. \quad (9)$$

4. Деформации пленки в случае рэлеевских и вытекающих упругих волн

Выполним приближенную оценку вызванных теплом упругих деформаций пленки, для чего воспользуемся классической формулой для относительно удлинения [27, стр.486]:

$$\frac{\Delta L}{L} = \alpha_T \Delta T, \quad (10)$$

где L – начальная длина образца, ΔL – вызванное нагревом изменение начальной длины, ΔT – изменение температуры, α_T – коэффициент линейного расширения материала образца.

Полагая пленку изотропной, можно считать, что деформации, исходящие из источников А и В, имеют сферическую симметрию. То есть величина смещения точек пленки, вызванная нагревом, вдоль осей Ox и Oz одинаковая. Самое большее расстояние, которого испускаемая источником волна может пройти без помех от другого источника, равно длине отрезка АВ, то есть λ_r . В соответствии с (10), смещение на таком расстоянии равно:

$$\Delta L = \lambda_r \alpha_T \Delta T. \quad (11)$$

Будем считать, что за один и тот же промежуток времени (то есть между двумя импульсами от лазера) смещение, будучи сферически симметричным, имеет одну и ту же величину (11) вдоль осей Ox и Oz . На такой длине вдоль оси Ox укладывается одна рэлеевская волна или чуть больше одной компоненты вытекающей волны. Вдоль оси Oz укладывается несколько компонент продольных волн, образованных вытекающей волной. То есть вдоль оси Ox пленка в результате нагрева растягивается плавно, а вдоль оси Oz значительно более резко.

Будем считать, что компоненты тензора деформаций определяются отношением смещения к длине волны, то есть:

$$u_{ik} = \frac{\Delta L_i}{\lambda_k}. \quad (12)$$

При этом для рэлеевской волны получаем:

$$u_{rxx} = \frac{\Delta L}{u_{rx}} = \alpha_T \Delta T, \quad (13)$$

где u_{rx} определяется формулой (6).

Полагая, что рэлеевская волна вдоль оси Oz составляющей не имеет, получаем:

$$u_{rxz} = 0. \quad (14)$$

Для вытекающей волны имеем соответственно:

$$u_{pxx} = \frac{\Delta L}{u_{px}} = \frac{\lambda_r}{\lambda_p \sin \alpha_p} \alpha_T \Delta T; \quad (15)$$

$$u_{pxz} = \frac{\Delta L}{u_{pz}} = \frac{\lambda_r}{\lambda_p \cos \alpha_p} \alpha_T \Delta T, \quad (16)$$

где u_{px} и u_{pz} определяются формулами (8) и (9) соответственно.

С учетом (3) и (5) из (15) и (16) получаем:

$$u_{pxx} = \frac{\lambda_r^2}{\lambda_p^2} \alpha_T \Delta T; \quad (17)$$

$$u_{pxz} = \frac{\lambda_r^2}{\lambda_p \sqrt{\lambda_r^2 - \lambda_p^2}} \alpha_T \Delta T. \quad (18)$$

Замечание. В рамках настоящей работы формулы (13)-(18) получены в предположении (12), которое не является безусловным, а требует идеологического уточнения, в том числе с учетом синусоидального характера распространяющихся волн. Кроме того, волна рэлеевского типа, исходящая из источника А, встречается на встречном курсе с подобной волной, исходящей из источника В, так что вследствие сопротивления волн друг другу смещение уменьшается. Поэтому приведенные здесь выражения являются приближенными оценками, уточнение которых можно рассматривать как предмет для дальнейшей работы.

5. Прецессия намагниченности в магнитоупругой среде

В соответствии с рассматриваемой задачей, регистрация возбуждения упругих волн осуществляется путем измерения поворота плоскости поляризации зондирующего света. Поворот поляризации происходит за счет эффекта Фарадея на намагниченности, возбужденной упругой волной через посредство магнитоупругого взаимодействия. То есть упругое смещение возбуждает возмущение намагниченности, которое происходит прецессионным образом. Поэтому в качестве очередной задачи следует рассмотреть прецессию намагниченности в магнитном материале пленки.

Рассмотрение задачи о прецессии намагниченности начнем с записи плотности энергии [28-31]. Будем учитывать следующие виды энергии: размагничивания:

$$U_p = - \frac{1}{2} \vec{M} \vec{H}_p, \quad (19)$$

где $\vec{H}_p = -4\pi M_z \vec{n}_z$ – поле размагничивания тонкой пленки;

взаимодействия намагниченности с внешним полем:

$$U_H = -\vec{M}\vec{H}; \quad (20)$$

магнитоупругого взаимодействия для изотропной среды:

$$U_{me} = B \left(m_x^2 u_{xx} + m_y u_{yy} + m_z^2 u_{zz} + \right. \\ \left. + 2m_x m_y u_{xy} + 2m_y m_z u_{yz} + 2m_z m_x u_{zx} \right), \quad (21)$$

где B – константа магнитоупругой связи, m_i – нормированная на M_0 компонента намагниченности, u_{ik} – тензор деформаций, в системе $Oxuz$ имеющий симметричный вид:

$$u_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right), \quad (22)$$

то есть

$$u_{ik} = u_{ki}. \quad (23)$$

Заметим, что при повороте системы координат симметричность этого тензора нарушается. Для рассматриваемой задачи это будет показано далее.

Согласно общей геометрии задачи (рис.2), имеем:

$$\vec{M} = M_0 \{ m_x, m_y, m_z \}; \quad (24)$$

$$\vec{H} = \{ H_0 \cos \psi, H_0 \sin \psi, 0 \}. \quad (25)$$

С учетом этих выражений, полная плотность энергии в системе $Oxuz$ принимает вид:

$$U = 2\pi M_0^2 m_z^2 - M_0 H_0 (m_x \cos \psi + m_y \sin \psi) + \\ + B \{ m_x^2 u_{xx} + m_y u_{yy} + m_z^2 u_{zz} + \\ + m_x m_y (u_{xy} + u_{yx}) + m_y m_z (u_{yz} + u_{zy}) + m_z m_x (u_{zx} + u_{xz}) \}. \quad (26)$$

Здесь компоненты тензора деформаций записаны без учета соотношения (23), так как при повороте системы координат это соотношение нарушается.

Обращаясь к рис.2, видим, что в рассматриваемой геометрии упругое смещение u_y вдоль оси Oy в составе как рэлеевской, так и вытекающей волн отсутствует. Однако в составе той и другой волн смещения вдоль осей Ox и Oz имеют место. Для простоты дальнейшего рассмотрения положим, что рэлеевская волна имеет смещение только вдоль оси Ox , а вытекающая волна имеет смещения вдоль обеих осей Ox и Oy , то есть для рэлеевской волны отличным от нуля будем считать компоненту тензора деформаций u_{xx} , а для вытекающей обе компоненты u_{xz} и u_{zx} . То есть полный тензор деформаций для обеих волн будет иметь вид:

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} u_{xx} & 0 & u_{xz} \\ 0 & 0 & 0 \\ u_{zx} & 0 & u_{zz} \end{pmatrix}. \quad (27)$$

При этом плотность энергии (26) принимает вид:

$$U = 2\pi M_0^2 m_z^2 - M_0 H_0 (m_x \cos\psi + m_y \sin\psi) + \\ + B [m_x^2 u_{xx} + m_z^2 u_{zz} + m_z m_x (u_{zx} + u_{xz})]. \quad (28)$$

Для рассмотрения прецессии намагниченности надо перейти в систему координат $Ox'y'z'$, связанную с полем \vec{H}_0 . Для такого перехода воспользуемся методом матриц поворота [32, стр.93-103]. Матрица перехода от системы $Oxyz$ к системе $Ox'y'z'$ состоит из косинусов углов между осями соответствующих систем.

Задача состоит в том, чтобы тензор u_{ik} , заданный в системе $Oxyz$, преобразовать в тензор u'_{ik} , заданный в системе $Ox'y'z'$. Такое преобразование необходимо для того, чтобы учесть воздействие упругих напряжений в системе $Ox'y'z'$ на намагниченность, заданную в той же системе $Ox'y'z'$, связанной с полем. То есть надо выполнить преобразование [32, стр.98, форм.(3.6)]:

$$\vec{u}' = \vec{A}^{-1} \vec{u}. \quad (29)$$

Для такого преобразования следует использовать матрицу обратного преобразования [32, стр.98, форм.(3.8)]:

$$\vec{A}^{-1} = \begin{pmatrix} \cos(\angle x'O x) & \cos(\angle x'O y) & \cos(\angle x'O z) \\ \cos(\angle y'O x) & \cos(\angle y'O y) & \cos(\angle y'O z) \\ \cos(\angle z'O x) & \cos(\angle z'O y) & \cos(\angle z'O z) \end{pmatrix}, \quad (30)$$

для настоящего рассмотрения имеющую вид:

$$\vec{A}^{-1} = \begin{pmatrix} \cos\psi & \sin\psi & 0 \\ -\sin\psi & \cos\psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (31)$$

В результате преобразования (27) по формуле (29) с помощью (31), получаем:

$$\vec{u}' = \begin{pmatrix} u_{xx} \cos\psi & 0 & u_{xz} \cos\psi \\ -u_{xx} \sin\psi & 0 & -u_{xz} \sin\psi \\ u_{zx} & 0 & u_{zz} \end{pmatrix}. \quad (32)$$

Из общей геометрии задачи (рис.2) можно видеть, что в системе $Ox'y'z'$ выполняются соотношения:

$$\vec{H}' = \{H_0, 0, 0\}; \quad (33)$$

$$\vec{M}' = M_0 \{m'_x, m'_y, m'_z\}. \quad (34)$$

С учетом этих выражений первые два слагаемых плотности энергии (19) и (20) принимают вид:

$$U_{ph} = 2\pi M_0^2 m_z'^2 - M_0 H_0 m'_x. \quad (35)$$

Положим далее, что в силу изотропности среды полная плотность энергии магнитоупругого взаимодействия не зависит от поворота системы координат, поэтому в системе $Ox'y'z'$ имеет тот же вид, что и в системе $Oxyz$ с заменой m_i на m'_i . При этом выражение для полной энергии в системе $Ox'y'z'$ принимает вид, подобный (26) с учетом (35):

$$U = 2\pi M_0^2 m_z'^2 - M_0 H_0 m'_x +$$

$$\begin{aligned}
 & + B \{ m_x'^2 u'_{xx} + m_y' u'_{yy} + m_z'^2 u'_{zz} + \\
 & + m_x' m_y' (u'_{xy} + u'_{yx}) + m_y' m_z' (u'_{yz} + u'_{zy}) + m_z' m_x' (u'_{zx} + u'_{xz}) \}. \quad (36)
 \end{aligned}$$

Учтем теперь, что из (32) следуют равенства:

$$u'_{xy} = u'_{yy} = u'_{zy} = 0, \quad (37)$$

так что (36) допускает определенное упрощение:

$$\begin{aligned}
 U = 2\pi M_0^2 m_z'^2 - M_0 H_0 m_x' + B \{ m_x'^2 u'_{xx} + m_z'^2 u'_{zz} + \\
 + m_x' m_y' u'_{yx} + m_y' m_z' u'_{yz} + m_z' m_x' (u'_{zx} + u'_{xz}) \}. \quad (38)
 \end{aligned}$$

Для нахождения прецессии намагниченности воспользуемся уравнением Ландау-Лифшица [29, 30, 33], [34, стр.37-41, форм.(2.27)], запись которого по нормированным компонентам намагниченности без учета затухания [32, стр.53, форм.((2-89)-(2.91))] в системе $Ox'y'z'$ имеет вид:

$$\frac{\partial m_x'}{\partial t} = -\gamma (m_y' H'_{ez} - m_z' H'_{ey}); \quad (39)$$

$$\frac{\partial m_y'}{\partial t} = -\gamma (m_z' H'_{ex} - m_x' H'_{ez}); \quad (40)$$

$$\frac{\partial m_z'}{\partial t} = -\gamma (m_x' H'_{ey} - m_y' H'_{ex}), \quad (41)$$

где γ – гиромагнитная постоянная для электрона [34, стр.41, форм.(2.26)].

Найдем эффективные поля в соответствии с формулой [32, стр.53, форм.(2.84)], которой воспользуемся в системе $Ox'y'z'$:

$$H'_{ei} = -\frac{1}{M_0} \cdot \frac{\partial U}{\partial m_i'}, \quad (42)$$

Дифференцируя (38), получаем:

$$H'_{ex} = -\frac{1}{M_0} \{ -M_0 H_0 + 2B u'_{xx} - B u'_{yx} m_y' + B (u'_{xz} + u'_{zx}) m_z' \}; \quad (43)$$

$$H'_{ey} = -\frac{1}{M_0} \{ B u'_{yx} m'_x - B u'_{yz} m'_z \}; \quad (44)$$

$$H'_{ez} = -\frac{1}{M_0} \{ 4\pi M_0^2 m'_z + 2 B u'_{zz} m'_z + B u'_{yz} m'_y + B (u'_{xz} + u'_{zx}) m'_x \}. \quad (45)$$

Найдем компоненты правых частей уравнения Ландау-Лифшица:

$$m'_y H'_{ez} - m'_z H'_{ey} = -\frac{1}{M_0} \{ (4\pi M_0^2 + 2 B u'_{zz}) m'_y m'_z + B u'_{yz} m'^2_y + \\ + B (u'_{xz} + u'_{zx}) m'_x m'_y - B u'_{yx} m'_x m'_z + B u'_{yz} m'^2_x \}; \quad (46)$$

$$m'_z H'_{ex} - m'_x H'_{ez} = -\frac{1}{M_0} \{ -M_0 H_0 m'_z + [-4\pi M_0^2 + 2 B (u'_{xx} - u'_{zz})] m'_x m'_z - \\ - B u'_{yx} m'_y m'_z + B (u'_{xz} + u'_{zx}) (m'^2_z - m'^2_x) + B u'_{yz} m'_x m'_y \}; \quad (47)$$

$$m'_x H'_{ey} - m'_y H'_{ex} = -\frac{1}{M_0} \{ M_0 H_0 m'_y + B u'_{yx} (m'^2_x + m'^2_y) - B u'_{yz} m'_x m'_z - \\ - 2 B u'_{xx} m'_x m'_y - B (u'_{xz} + u'_{zx}) m'_y m'_z \}. \quad (48)$$

Так как постоянное поле направлено вдоль оси Ox' , то можно выполнить линеаризацию, полагая $m'_x = 1$, $m'_y \ll 1$, $m'_z \ll 1$ и опуская слагаемые второго порядка малости. При этом выражения (46)-(48) переходят в следующие:

$$m'_y H'_{ez} - m'_z H'_{ey} = -\frac{1}{M_0} \{ B (u'_{xz} + u'_{zx}) m'_y - B u'_{yx} m'_z \}; \quad (49)$$

$$m'_z H'_{ex} - m'_x H'_{ez} = -\frac{1}{M_0} \{ -M_0 H_0 m'_z + [-4\pi M_0^2 + 2 B (u'_{xx} - u'_{zz})] m'_z +$$

$$+ Bu'_{yz}m'_y - B(u'_{xz} + u'_{zx}); \quad (50)$$

$$m'_x H'_{ey} - m'_y H'_{ex} = -\frac{1}{M_0} \{M_0 H_0 m'_y + Bu'_{yx} - Bu'_{yz}m'_z - 2Bu'_{xx}m'_y\}. \quad (51)$$

Учтем теперь, что $m'_y \ll 1$, $m'_z \ll 1$, так что $u_{ik}m_y \ll u_{ik}$ и $u_{ik}m_z \ll u_{ik}$.

Опуская слагаемые второго порядка малости, получаем:

$$m'_y H'_{ez} - m'_z H'_{ey} = 0; \quad (52)$$

$$m'_z H'_{ex} - m'_x H'_{ez} = -\frac{1}{M_0} \{-M_0(H_0 + 4\pi M_0)m'_z - B(u'_{xz} + u'_{zx})\}; \quad (53)$$

$$m'_x H'_{ey} - m'_y H'_{ex} = -\frac{1}{M_0} \{M_0 H_0 m'_y + Bu'_{yx}\}. \quad (54)$$

Подставим эти выражения в расписанное по компонентам уравнение Ландау-Лифшица (39)-(41). Подстановка (52) в первое уравнение (39) означает, что производная по времени от m'_x равна нулю, что соответствует постоянству m'_x . Это обусловлено тем, что при линеаризации было заведомо положено $m'_x = 1$. Поэтому из трех уравнений (39)-(41) важными для рассмотрения остаются только два для m'_y и m'_z :

$$\frac{\partial m'_y}{\partial t} = \frac{\gamma}{M_0} \{-M_0(H_0 + 4\pi M_0)m'_z - B(u'_{xz} + u'_{zx})\}; \quad (55)$$

$$\frac{\partial m'_z}{\partial t} = \frac{\gamma}{M_0} \{M_0 H_0 m'_y + Bu'_{yx}\}. \quad (56)$$

6. Возбуждение прецессии намагниченности упругим смещением

По отношению к намагниченности будем рассматривать слагаемые, содержащие u_{ik} , как вынуждающую силу. При этом уравнения (55)-(56) можно записать в виде:

$$\frac{\partial m'_y}{\partial t} + \gamma(H_0 + 4\pi M_0)m'_z = -\frac{\gamma B}{M_0}(u'_{xz} + u'_{zx}); \quad (57)$$

$$\frac{\partial m'_z}{\partial t} - \gamma H_0 m'_y = \frac{\gamma B}{M_0}u'_{yx}. \quad (58)$$

Введем вспомогательные обозначения:

$$G_1 = -\frac{\gamma B}{M_0}(u'_{xz} + u'_{zx}); \quad (59)$$

$$G_2 = \frac{\gamma B}{M_0}u'_{yx}. \quad (60)$$

С этими обозначениями система (57)-(58) принимает вид:

$$\frac{\partial m'_y}{\partial t} + \gamma(H_0 + 4\pi M_0)m'_z = G_1; \quad (61)$$

$$\frac{\partial m'_z}{\partial t} - \gamma H_0 m'_y = G_2. \quad (62)$$

Полагая для $m'_{x,y}$, u'_{ik} гармоническую зависимость от времени $\exp(i\omega t)$ и опуская в обозначениях амплитуды индекс «0», получаем систему уравнений для m'_y и m'_z :

$$i\omega m'_y + \gamma(H_0 + 4\pi M_0)m'_z = G_1; \quad (63)$$

$$i\omega m'_z - \gamma H_0 m'_y = G_2. \quad (64)$$

Детерминант этой системы имеет вид:

$$D_0 = \gamma^2 H_0(H_0 + 4\pi M_0) - \omega^2. \quad (65)$$

Видно, что это детерминант имеет резонансный характер.

Поскольку зондирующий луч света падает вдоль оси Oz , то для проявления эффекта Фарадея важна только компонента намагниченности m'_z , детерминант которой имеет вид:

$$D_z = i\omega G_2 - \gamma H_0 G_1. \quad (66)$$

При этом:

$$m'_z = \frac{D_z}{D_0}, \quad (67)$$

где частота резонанса, соответствующая $D_0 = 0$, равна:

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M_0)}. \quad (68)$$

Подставляя в (67) с учетом (66) параметры G_1 и G_2 , определяемые формулами (59) и (60), получаем:

$$m_z = i \frac{\omega \gamma B}{M_0 D_0} u'_{yx} + \frac{\gamma^2 H_0 B}{M_0 D_0} (u'_{xz} + u'_{zx}), \quad (69)$$

где штрих при m'_z опущен в силу совпадения осей Oz и Oz' .

В этой формуле тензор деформаций u'_{ik} записан в системе $Ox'y'z'$.

Возбуждение упругих волн рассмотрено в системе $Oxyz$. При этом тензор деформаций таких волн соответствует (27):

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} u_{xx} & 0 & u_{xz} \\ 0 & 0 & 0 \\ u_{zx} & 0 & u_{zz} \end{pmatrix}. \quad (70)$$

Чтобы воспользоваться формулой (69) следует компоненты тензора u'_{ik} выразить через компоненты тензора u_{ik} . Выполняя те же преобразования, что проделаны выше в формулах (29)-(32), получаем:

$$\vec{u}' = \begin{pmatrix} u_{xx} \cos \psi & 0 & u_{xz} \cos \psi \\ -u_{xx} \sin \psi & 0 & -u_{xz} \sin \psi \\ u_{zx} & 0 & u_{zz} \end{pmatrix}. \quad (71)$$

Можно видеть, что в системе $Ox'y'z'$ тензор деформаций свойство симметрии теряет, поэтому компоненты u'_{ik} и u'_{ki} надо учитывать по отдельности.

В соответствии с (71), а также учитывая, что в исходной системе тензор u_{ik} симметричен, то есть $u_{xz} = u_{zx}$, получаем:

$$u'_{yx} = -u_{xz} \sin\psi; \quad (72)$$

$$u'_{xz} + u'_{zx} = u_{xz}(\cos\psi + 1). \quad (73)$$

Подставляя эти выражения в (69), получаем компоненту намагниченности m_z в виде:

$$m_z = i \frac{\omega \gamma B}{M_0 D_0} u_{xx} \sin\psi + \frac{\gamma^2 H_0 B}{M_0 D_0} u_{xz} (\cos\psi + 1), \quad (74)$$

В работе [20, с.024415-3] отмечено, что необходимым условием возбуждения прецессии намагниченности является отклонение направления магнитного поля \vec{H} от волнового вектора \vec{k} , то есть от оси Ox по рис.2, на «небольшой угол» («small angle»). Из этого можно заключить, что при $\psi = 0$ взаимодействие отсутствует. Однако из формулы (74) видно, что в этом случае m_z нулю не равно. Чтобы исправить такое положение, проведем нормировку выражения (74) на нуль при $\psi = 0$, для чего запишем его в виде:

$$m_z = i \frac{\omega \gamma B}{M_0 D_0} u_{xx} \sin\psi + \frac{\gamma^2 H_0 B}{M_0 D_0} u_{xz} (\cos\psi + 1) + D_p, \quad (75)$$

где D_p определим из условия:

$$m_z|_{\psi=0} = 0. \quad (76)$$

Подставляя (75) в (76), находим:

$$D_p = - \frac{2 \gamma^2 H_0 B}{M_0 D_0} u_{xz}, \quad (77)$$

так что (75) принимает вид:

$$m_z = i \frac{\omega \gamma B}{M_0 D_0} u_{xx} \sin\psi + \frac{\gamma^2 H_0 B}{M_0 D_0} u_{xz} (\cos\psi - 1). \quad (78)$$

Замечание. В первом слагаемом этой формулы мнимая единица i отражает круговой характер прецессии, аналогичный таковому при традиционном решении уравнения Ландау-Лифшица [34, стр.41-46], [32, стр.41-42, форм.(2.36), (2.37)]. В самом деле, компоненты u_{xx} и u_{xz} оба соответствуют нормали к плоскости Oyz или оси Ox при смещении для первой вдоль оси Ox , а для второй вдоль оси Oz , то есть смещения перпендикулярны друг другу, как и традиционные компоненты переменного поля круговой или эллиптической поляризации.

7. Формирование поворота плоскости поляризации зондирующего света

При образовании эффекта Фарадея за счет компоненты намагниченности m_z , оба слагаемых формулы (78) вносят вклад в изменение этой компоненты. То есть, в предположении равенства фаз (для оценки по максимуму), действие обоих слагаемых складывается и угол поворота плоскости поляризации света θ_S будет пропорционален их суммарному действию:

$$\theta_S \rightarrow \frac{\omega \gamma B}{M_0 D_0} u_{xx} \sin \psi + \frac{\gamma^2 H_0 B}{M_0 D_0} u_{xz} (\cos \psi - 1), \quad (79)$$

или в записи через параметры эффекта Фарадея:

$$\theta_S = \beta_S d \{ A_S \sin \psi + B_S (\cos \psi - 1) \}, \quad (80)$$

где β_S – удельный коэффициент эффекта Фарадея, d – толщина пленки, а также введены вспомогательные обозначения:

$$A_S = \frac{\omega \gamma B}{M_0 D_0} u_{xx}; \quad (81)$$

$$B_S = \frac{\gamma^2 H_0 B}{M_0 D_0} u_{xz}. \quad (82)$$

Первое слагаемое этой формулы отражает вклад в общее вращение поляризации света от рэлеевской волны, а второе – от вытекающей. Благодаря присутствию в знаменателях обоих выражений (81) и (82) параметра D_0 ,

определяемого формулой (65), полная зависимость θ_S от ψ имеет по частоте и по полю резонансный характер.

На рис.4 показаны построенные по формуле (80) зависимости угла поворота плоскости поляризации от ориентации магнитного поля при различных значениях параметров A_S и B_S .

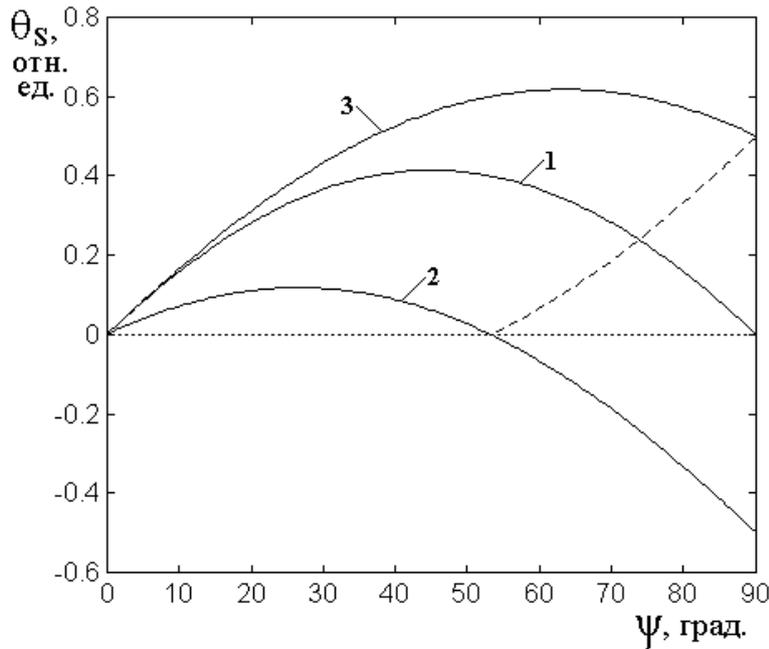


Рис.4. Зависимости угла поворота плоскости поляризации от ориентации магнитного поля при различных значениях параметров A_S и B_S (при $\beta_S = 1$):

$$1 - A_S = 1, B_S = 1; 2 - A_S = 0,5, B_S = 1; 3 - A_S = 1, B_S = 0,5.$$

Из рисунка видно, что при любых значениях параметров поворот плоскости поляризации при $\psi = 0$ также равен нулю, однако при увеличении ψ сначала увеличивается, после чего, пройдя через максимум, спадает. Соответствующий максимуму угол ψ тем больше, чем меньше отношение B_S к A_S , то есть чем меньше вклад вытекающей волны по сравнению с рэлеевской. Прохождение кривой 2 через нуль при ψ около 53° соответствует отсутствию поворота, то есть отсутствию эффекта Фарадея, после чего при дальнейшем увеличении ψ угол поворота увеличивается, но теперь уже с

другим знаком. Если эффект Фарадея измеряется по модулю, то после прохождения нуля кривая 2 имеет продолжение, показанное пунктиром.

Заметим, что равенство нулю поворота плоскости поляризации света не означает, что упругие волны не возбуждаются. То есть при этом рэлеевская и вытекающая волны по прежнему возбуждены, но намагниченность они «не зацепляют», так что прецессия отсутствует и регистрация упругих волн по эффекту Фарадея реализована быть не может.

8. Интерпретация экспериментальных результатов

Применим теперь развитый выше аппарат к интерпретации экспериментальных результатов, полученных в работе [20].

Параметры волн, исследованных в этой работе, приведены в таблице №1.

Таблица №1. Основные параметры волн, рассмотренных в работе [20].

Характер волны	Частота	Скорость	Длина
Рэлеевская	$2,8 \cdot 10^9$ Гц	$3,12 \cdot 10^3$ м с ⁻¹	$1,1143 \cdot 10^{-6}$ м
Вытекающая	$5,1 \cdot 10^9$ Гц	$5,19 \cdot 10^3$ м с ⁻¹	$1,0961 \cdot 10^{-6}$ м

Здесь частоты и скорости взяты непосредственно из работы [20], а длины соответствующих волн получены в соответствии с формулами (1), (2), так что при принятых в разделе 3 обозначениях имеем: $\lambda_r = 1,1143 \cdot 10^{-6}$ м; $\lambda_p = 1,0961 \cdot 10^{-6}$ м. Согласно приведенной там же формуле (4), угол α_p для вытекающей волны равен 79,6303 градусов.

Согласно [20], коэффициент теплового расширения для никеля равен: $\alpha_T = 9 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹. При увеличении температуры на величину $\Delta T = 100$ К, в соответствии с (11), получаем смещение на длине рэлеевской волны равным: $\Delta L = 1,0029 \cdot 10^{-9}$ м.

Компоненты тензора деформаций для вытекающей волны получаем в соответствии с формулами (17) и (18): $u_{p_{xx}} = 9,30 \cdot 10^{-4}$, $u_{p_{x\ddot{y}}} = 51,00 \cdot 10^{-4}$.

Для рэлеевской волны в соответствии с (13) и (14) эти компоненты равны: $u_{r_{xx}} = 9,00 \cdot 10^{-4}$, $u_{r_{xz}} = 0$.

Положим, что в формировании эффекта Фарадея компоненты тензора деформаций от обоих типов волн складываются. При этом получаем суммарные величины: $u_{xx} = 1,83 \cdot 10^{-3}$, $u_{xz} = 5,10 \cdot 10^{-3}$.

Для получения угла поворота плоскости поляризации в соответствии с формулой (80), надо найти параметры A_S и B_S , определяемые формулами (81) и (82). Для оценки примем следующие значения параметров:

$f = 4$ ГГц $\rightarrow \omega = 2,5 \cdot 10^{10}$ с⁻¹; $\gamma = 1,77 \cdot 10^7$ Э⁻¹с⁻¹; $M_0 = 510$ Гс (никель, [28, стр.64]); $B = 6,96 \cdot 10^6$ эрг см⁻³ (ЖИГ, [31, 35]); $\beta_S = 7,2 \cdot 10^5$ град см⁻¹ (никель, [36, стр.81]). Толщина пленки – 40 нм [20].

Поле положим равным 1500 Э. При таком значении поля пленка находится в некотором удалении от резонанса (68), соответствующего значению $D_0 = 0$, где D_0 определяется формулой (65). Расчет по этой формуле при принятых параметрах дает $D_0 = 3,09 \cdot 10^{21}$ с⁻².

Подстановка принятых параметров в (81) и (82) дает: $A_S = 2,02 \cdot u_{xx}$; $B_S = 2,15 \cdot u_{xz}$. Поскольку коэффициенты при компонентах тензора деформаций близки друг к другу, а величина компоненты u_{xz} превышает величину u_{xx} в несколько раз, для оценки ограничимся только учетом компоненты $u_{xz} = 5,1 \cdot 10^{-3}$. При этом, пренебрегая ориентационной зависимостью и выделяя максимум из формулы (80), получаем:

$$\theta_S = \beta_S d B_S. \quad (83)$$

Коэффициент эффекта Фарадея на толщине пленки получается равным: $\beta_S d = 2,88$ град. Подставляя входящие в (83) величины, получаем оценку максимально возможного угла поворота плоскости поляризации света равной 0,03 град. Такое значение лежит на грани или даже за пределами обнаружения с помощью простой техники анализатора и поляризатора света. Это значение получено вдали от резонанса. При резонансе обратная величина параметра D_0 может возрасти на два порядка и более (тем больше, чем меньше затухание прецессии намагниченности). При этом получаем $\theta_S = 3$ градуса. Такое значение угла поворота плоскости поляризации легко обнаруживается весьма простыми средствами. Таким образом, представленное в работе [20] на рис.2 увеличение амплитуды фарадеевского вращения вблизи резонанса (в «произвольных единицах», не дающих точной количественной оценки), становится вполне объяснимым.

9. Замечание о роли компоненты магнитного поля

Применим теперь тот же аппарат для построения ориентационных зависимостей поворота плоскости поляризации. Будем пользоваться формулой (80), включающей в себя (81), (82). Чтобы избежать несущественного для настоящего рассмотрения учета знака эффекта Фарадея, возьмем θ_S по модулю:

$$|\theta_S| = |\beta_S d \{ A_S \sin \psi + B_S (\cos \psi - 1) \}|, \quad (84)$$

В работе [20, с.024415-3] отмечено следующее: «the in-plane magnetic field is fixed at a small angle with respect to \vec{k} ». Перевод этой фразы на русский язык говорит, что для достаточно эффективного наблюдения прецессии намагниченности по эффекту Фарадея магнитное поле должно быть отклонено на небольшой угол относительно волнового вектора, то есть оси Ox по рис.2. В настоящей работе, согласно рис.2, этот угол фигурирует как угол ψ .

Далее в работе [20] какие-либо указания на величину этого угла отсутствуют. Однако из рассмотрения, проведенного в разделе 7, следует, что

после прохождения минимума и изменения знака эффекта Фарадея дальнейшее увеличение угла ψ приводит к увеличению поворота плоскости поляризации.

Трудно предположить, что в процессе проведения эксперимента в [20] такое обстоятельство осталось незамеченным. То есть можно полагать, что увеличение угла ψ после прохождения зависимостью θ_S минимума, в эксперименте не дает дальнейшего увеличения поворота плоскости поляризации.

В работе [24] это обстоятельство учтено путем предположения, что в повороте плоскости поляризации участвует не все поле H_0 , а его проекция на одну из осей координат. Там в качестве такой оси выбрана ось Ox , что в рамках примененного в этой работе энергетического подхода дало приемлемое согласие с экспериментом. В рамках настоящей работы применен более последовательный подход, состоящий в рассмотрении прецессии намагниченности. Поэтому можно полагать, что получаемые здесь результаты являются более корректными. Для устранения роста угла Фарадея при увеличении ψ далее минимума, по-видимому, следует предположить, что в образовании поворота поляризации участвует компонента поля вдоль оси Oy . То есть будем полагать, что полученное в формуле (80) значение должно быть умножено на $\cos \psi$. При этом зависимость θ_S от ψ принимает вид:

$$|\theta_S| = \beta_S d \{ A_S \sin \psi + B_S (\cos \psi - 1) \} \cdot \cos \psi. \quad (85)$$

В пользу умножения формулы (84) на $\cos \psi$ можно привести определенное энергетическое соображение. В самом деле, согласно (28), плотность энергии магнитоупругого взаимодействия, будучи записанной в системе $Oxyz$, имеет вид:

$$U_{me} = B [m_x^2 u_{xx} + m_z^2 u_{zz} + m_z m_x (u_{zx} + u_{xz})]. \quad (86)$$

Рэлеевская и вытекающая волны обеспечивают компоненты тензора деформаций u_{xx} , u_{zz} , u_{xz} , u_{zx} , то есть в формировании энергии участвуют только эти компоненты и никакие другие. При $\psi = 90^\circ$ магнитное поле

направлено вдоль оси Oy . При линеаризации следует положить $m_y = 1$, а $m_{x,z} \ll 1$. То есть в формировании плотности энергии будут участвовать компоненты намагниченности только второго порядка малости. Таким образом, в линейном приближении магнитоупругое взаимодействие будет отсутствовать и возбуждение компоненты намагниченности m'_z , обеспечивающей эффект Фарадея, будет затруднено. Можно видеть, что введение $\cos \psi$ в формуле (85) как раз отражает обращение $|\theta_S|$ в нуль при $\psi = 90^\circ$.

Заметим, что несмотря на все сказанное, выбор между формулами (84) и (85) должен быть сделан на основе реального эксперимента. Здесь же ограничимся тем, что будем рассматривать обе формулы, считая их одинаково приемлемыми.

Замечание. Запись плотности энергии в виде (86) соответствует случаю изотропной среды. Однако, если среда обладает магнитной анизотропией, то появляются дополнительные слагаемые, например вида $m_x m_y u_{xx}$ и другие, которые содержат хотя бы однократно компоненту намагниченности m_y , а тензор деформаций имеет компоненты u_{xx} , u_{zz} , u_{xz} , u_{zx} . Такие слагаемые при линеаризации в случае $m_y = 1$ остаются достаточно большими. При этом эффективное взаимодействие волны Рэлея с намагниченностью становится вполне возможным [37].

10. Ориентационные зависимости при параметрах эксперимента

Обратимся теперь к рассмотрению ориентационных зависимостей эффекта Фарадея на основе формул (84) и (85) при параметрах, принятых в работе [20].

На рис.5 показаны такие зависимости для двух значений частоты: первое несколько превышает величину γH , второе – близко к величине $\gamma \sqrt{H(H + 4\pi M_0)}$. Заметим, что первый случай далек от резонанса, а второй

приближается к нему, однако без учета затухания, которое в работе [20] не рассматривается.

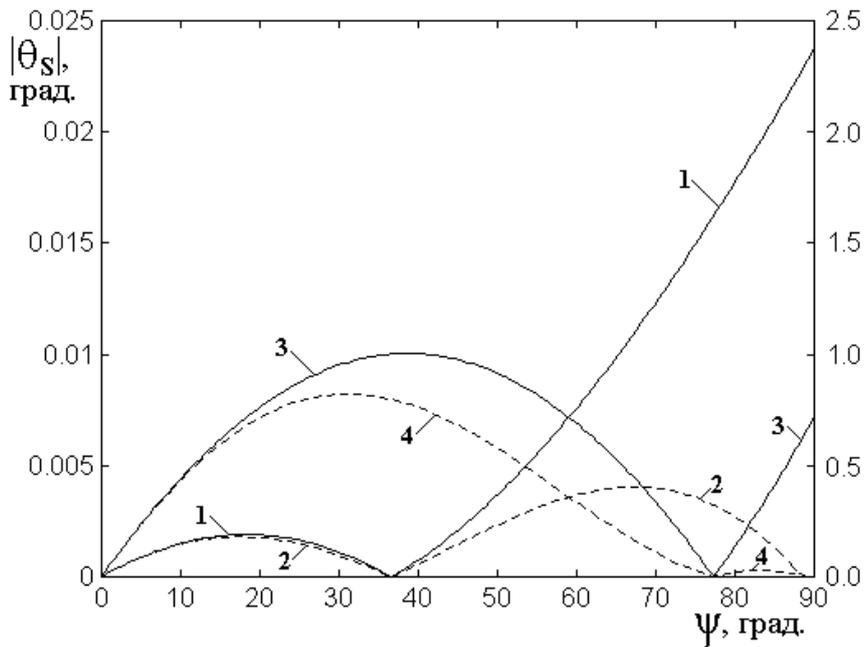


Рис.5. Ориентационные зависимости угла поворота плоскости поляризации зондирующего света при двух различных частотах.. Сплошные линии 1, 3 построены по формуле (84), пунктирные 2, 4 – по формуле (85). Кривые 1, 2 соответствуют частоте $\omega = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$, кривые 3,4 – частоте

$$\omega = 6,1 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1},$$

Шкала у правого края рисунка соответствует увеличению поворота на два порядка за счет приближения к резонансу при уменьшении значения D_0 , определяемого формулой (65).

Из рисунка можно видеть, что в обоих случаях зависимость $|\theta_S|$ от ψ имеет максимум при небольших значениях угла ψ : в первом случае – около 18° , во втором – около 40° . При этом угол поворота для зависимости 3 значительно (более чем в пять раз) превышает таковой для зависимости 1. То есть приближение к резонансу способствует увеличению угла Фарадея.

В то же время, обе зависимости имеют минимум, первая при ψ около 32° , вторая – вблизи 77° . То есть и здесь приближение к резонансу приводит к увеличению допустимого интервала изменения ψ .

11. Частотные зависимости при параметрах эксперимента

Рассмотрим теперь зависимости характерных параметров кривых, приведенных на предыдущем рисунке, более подробно.

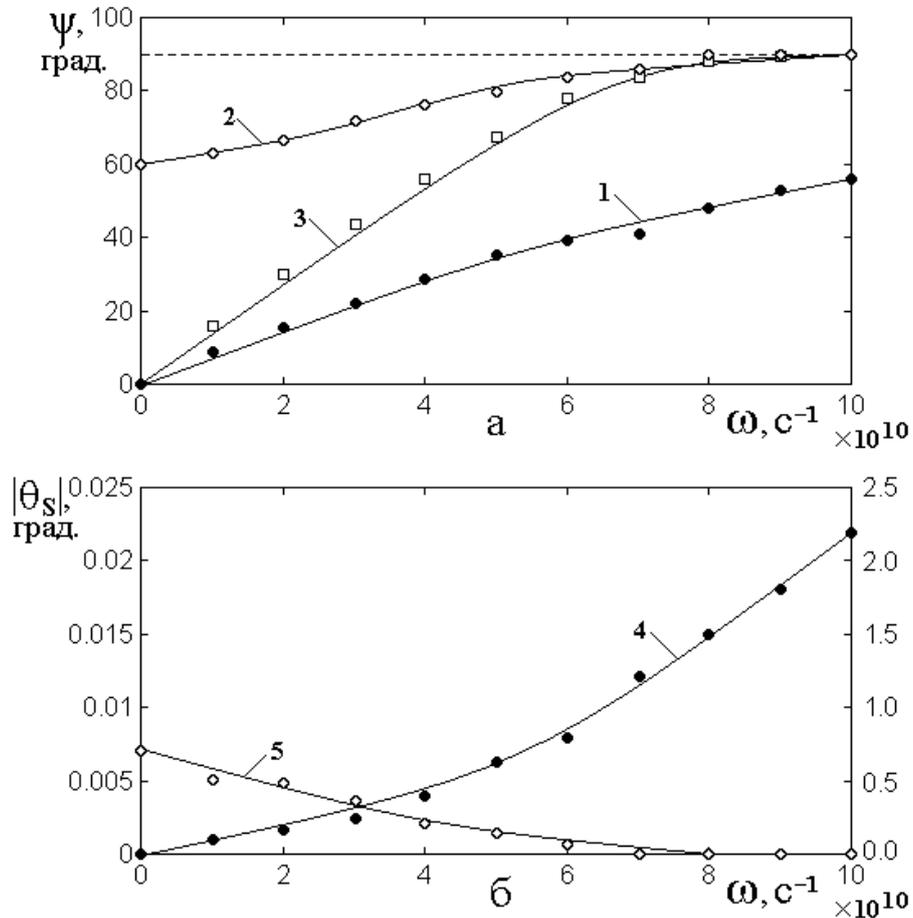


Рис.6. Зависимости характерных значений угла ψ (а) и $|\theta_S|$ (б) от частоты ω .

Кривые 1, 4 соответствуют первому максимуму зависимости $|\theta_S|$ от ψ .

Кривые 2, 5 соответствуют второму максимуму зависимости $|\theta_S|$ от ψ .

Кривая 3 соответствует минимуму зависимости $|\theta_S|$ от ψ .

Из рис.6а можно видеть, что угол ψ , соответствующий первому максимуму, по мере увеличения частоты растет почти линейно, тогда как зависимости для второго максимума и минимума при больших значениях частоты стремятся к насыщению. Кривые для первого максимума (1) и минимума (3) начинаются от нуля, тогда как второй максимум (2) имеет место только при угле ψ , превышающем 60° .

Из рис.6б видно, что поворот плоскости поляризации, соответствующий первому максимуму (4) при увеличении частоты возрастает, причем этот рост постепенно ускоряется. Однако поворот плоскости поляризации, соответствующий второму максимуму (5) при таком же увеличении частоты убывает, постепенно стремясь к нулю. Резонанс соответствует частоте вблизи $6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Видно, что при этом угол поворота для второго максимума (кривая 5) меньше угла поворота для первого максимума (кривая 4) почти на порядок. Такое же соотношение видно из кривых 2 и 4 на рис.5.

Относительно работы [20] можно полагать, что не отмеченное существование второго максимума было обусловлено определенным выбором частоты вблизи резонанса, где второй максимум почти исчезает.

Еще раз отметим, что все приведенные здесь зависимости (рис.5 и рис.6), в том числе выбор между формулами (84) и (85), требуют более подробной проверки в эксперименте, относительно которого данные работы [20] недостаточны.

12. Некоторые дополнительные замечания

В рамках настоящей работы для выделения главных моментов рассмотрения принят ряд допущений, которые при дальнейшем развитии работы могут быть уточнены или более детально обоснованы. Кратко перечислим главные из таких моментов.

В качестве компоненты, рэлеевской волны, обеспечивающей поворот плоскости поляризации, принята единственная компонента u_{rxx} , а компонента u_{rxz} положена равной нулю (формулы (13), (14) в разделе 4). В то же время, известно, что рэлеевская волна имеет обе эти компоненты отличными от нуля [38]. В работе [25] сделана попытка учесть обе компоненты, что привело к алгебраическому уравнению шестой степени (формула (19) в работе [25]). Решение этого уравнения в работе [25] отсутствует, а соотношение компонент взято на основании эксперимента, приведенного в работе [20]. Можно полагать,

что решение полного уравнения позволило бы более подробно учесть роль поперечной компоненты рэлеевской волны,

Определенного уточнения, в том числе идеологического, требует принятое в разделе 4 положение о том, что компоненты тензора деформаций определяются отношением смещения к длине волны (формула (12)). Здесь следует учесть не только один локальный источник, а также роль соседствующих источников, посылающих встречные волны, как это отмечено в Замечании в конце того же раздела.

При рассмотрении прецессии намагниченности в разделах 5, 6 с целью упрощения выкладок уравнение Ландау-Лифшица (39)-(41) принято без затухания. Такое положение привело к тому, что параметр D_0 (формула (65) в разделе б) при резонансе стремится к нулю, так что коэффициенты A_S и B_S (формулы (81), (82)) выражения (80), определяющего поворот плоскости поляризации света, испытывают расходимость. Однако в эксперименте, в том числе при резонансе, угол θ_S может иметь большое, но вполне конечное значение. Таким образом, учет затухания может привести к более точному согласованию расчетных значений с экспериментом.

В рамках настоящей работы угол поворота плоскости поляризации света положен пропорциональным компоненте намагниченности, ориентированной вдоль светового луча. Такое положение соответствует многочисленным экспериментам по наблюдению доменных структур в одноосных материалах, применявшихся в устройствах на цилиндрических магнитных доменах [39, 40]. Однако в разделе 6 отмечено, что прецессия намагниченности кроме компоненты m_z имеет также компоненту m'_x , перпендикулярную направлению света. В таких условиях кроме чистого эффекта Фарадея может также реализоваться магнитное двойное преломление, что приведет в волнообразной зависимости эффекта Фарадея от толщины пленки [36, стр.15-24]. Можно полагать, что решение этого вопроса представляет интерес не только для теории, но и для эксперимента.

Таковы вкратце основные моменты, которые авторы полагают полезными для дальнейшего развития работы. Несомненно, приведенный список не является исчерпывающим, а требует дальнейшего пополнения и уточнения, что авторы предоставляют будущим исследователям.

Заключение

Предметом исследования в настоящей работе является возбуждение прецессии намагниченности в магнитной пленке, на поверхности которой формируется температурный рельеф, образованный интерференционной картиной, создаваемой предварительно раздвоенным лучом фемтосекундного лазера.

Отмечена наблюдаемая в эксперименте зависимость эффективности возбуждения от ориентации магнитного поля, приложенного в плоскости пленки.

Основной целью работы является теоретическая интерпретация наблюдаемой ориентационной зависимости.

Рассмотрена реализованная в эксперименте схема «накачки-зонда». В рамках такой схемы температурный рельеф на поверхности магнитной пленки создается в результате интерференции двух лучей от мощного фемтосекундного лазера («накачки»). Возникающее при этом изменение намагниченности регистрируется по повороту плоскости поляризации проходящего через пленку света от другого лазера («зонда»).

Рассмотрена геометрия возбуждения упругих деформаций на поверхности пленки за счет температурного рельефа, создаваемого интерференционной картиной от фемтосекундного лазера. Показано, что за счет термического расширения в пленке возбуждаются упругие волны двух типов – поверхностные рэлеевские и вытекающие продольные. Рэлеевские волны распространяются вдоль поверхности пленки, их длина определяется расстоянием между соседствующими полосами интерференции, а частота – соотношением между периодичностью повторения фемтосекундных импульсов и собственной скоростью поверхностной волны. Вытекающие волны

распространяются под углом к поверхности в глубину пленки, а длина их определяется соотношением между периодичностью повторения фемтосекундных импульсов и собственной скоростью продольной волны.

Представлена общая геометрия задачи, включающая в себя магнитную пленку со сформированной на ее поверхности интерференционной картиной и приложенное в плоскости пленки постоянное поле. Проекции волновых векторов распространяющихся волн на плоскость пленки перпендикулярны полосам интерференционной картины, а ориентация поля может меняться от продольной до поперечной относительно тех же полос.

Определены компоненты тензора деформаций рэлеевских и вытекающих волн. Показано, что тензор деформаций имеет компоненты, лежащие в плоскости, проходящей через перпендикуляр к интерференционным полосам и нормаль к плоскости пленки.

Рассмотрена прецессия намагниченности в системе координат, связанной с магнитным полем. С использованием аппарата матриц перехода получены компоненты тензора деформаций в системе, связанной с полем. В рамках линейного приближения в такой системе решена задача о возбуждении прецессии намагниченности упругими деформациями, обусловленными рэлеевской и вытекающей волнами. Определена динамическая компонента прецессирующей намагниченности, обеспечивающая поворот плоскости поляризации света, проходящего по нормали к плоскости пленки. Показано, что угол поворота прямо пропорционален компонентам тензора деформации с учетом резонансного характера зависимости прецессии намагниченности от величины магнитного поля.

Получена зависимость поворота поляризации от ориентации поля, приложенного в плоскости пленки. Показано, что при ориентации поля вдоль и поперек полос интерференции поворот плоскости поляризации света отсутствует, а между этими крайними направлениями имеет вид двух максимумов, разделенных глубоким минимумом. Полученные результаты сопоставлены с данными эксперимента. В рамках имеющихся

экспериментальных данных выявлено хорошее качественное и в известной степени количественное соответствие. Отмечена определенная недостаточность данных эксперимента, высказаны соответствующие пожелания и приведены рекомендации для дальнейшего развития работы.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им.В.А. Котельникова РАН, частично поддержана грантом РФФИ: № 20-55-53019 ГФЕН_а, грантами РНФ: № 21-72-20048 и № 21-47-00019 и грантом Правительства Республики Коми и РФФИ № 20-42-110004, р_а.

Литература

1. Beaurepaire E., Merle J.C., Daunois A., Bigot J.Y. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel. *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol.76. No.22. P.4250-4253.
2. Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order. *Rev. Mod. Phys.* 2010. Vol.82. No.3. P.2731-2784.
3. Every A.G. Measurement of the near-surface elastic properties of solids and thin supported films. *Measurement Science and Technology*. 2002. Vol.13. P.R21-R39.
4. Walowski J., Münzenberg M. Perspective: Ultrafast magnetism and THz spintronics. *Journ. Appl. Phys.* 2016. Vol.120. No.14. P.140901(16).
5. Bigot J.V., Vomir M. Ultrafast magnetization dynamics of nanostructures. *Ann. Phys. (Berlin)*. 2013. Vol.525. No.1-2. P.2-30.
6. Ka Shen, Bauer G.E.W. Laser-induced spatiotemporal dynamics of magnetic films. *Phys. Rev. Lett.* 2015. Vol.115. No.19. P.197201(5).
7. Linnik T.I., Scherbakov A.V., Yakovlev D.R., Liu X., Furdina J.K., Bayer M. Theory of magnetization precession induced by picosecond strain pulse in ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As. *Phys. Rev. B*. 2011. Vol.84. No.21. P.214432(11).
8. Jäger J.V., Scherbakov A.V., Linnik T.I., Yakovlev D.R., Wang M., Wadley P., Holy V., Cavill S.A., Akimov A.V., Rushforth A.W., Bayer M. Picosecond

- inverse magnetostriction in galfenol thin films. *Appl. Phys. Lett.* 2013. Vol.103. No.3. P.032409(5).
9. Jäger J.V., Scherbakov A.V., Glavin B.A., Salasyuk A.S., Campion R.P., Rushforth A.W., Yakovlev D.R., Akimov A.V., Bayer M. Resonant driving of magnetization precession in a ferromagnetic layer by coherent monochromatic phonons. *Phys. Rev. B.* 2015. Vol.92. No.2. P.020404(5).
10. Koopmans B., Malinovski G., Dalla Longa F., Steiauf D., Fähnle M., Roth T., Cinchetti M., Aeschlimann M. The paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization reconciled. *Nature Materials. Supplementary Information.* 2009. P.1-4.
11. Koopmans B., Malinovski G., Dalla Longa F., Steiauf D., Fähnle M., Roth T., Cinchetti M., Aeschlimann M. Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization. *Nature Materials.* 2010. Vol.9. No.3. P.259-265.
12. Dreher L., Weiler M., Pernpeintner M., Huebl H., Gross R., Brandt M.S., Goennenwein S.T.B. Surface acoustic wave driven ferromagnetic resonance in nickel thin films: theory and experiment. *Phys. Rev. B.* 2012. Vol.86. No.13. P.134415(13).
13. Thevenard L., Gourdon C., Prieur J.Y., Von Bardeleben H.J., Vincent S., Becerra L., Largeau L., Duquesne J.Y. Surface-acoustic-wave-driven ferromagnetic resonance in (Ga,Mn)(As,P) epilayers. *Phys. Rev. B.* 2014. Vol.90. No.9. P.094401(8).
14. Кабыченков А.Ф. Влияние светового поля на дисперсию магнитодипольных волн в ферромагнетиках. *ЖТФ.* 1994. Т.64. №8. С.159-161.
15. Чернов А.И., Кожаев М.А., Ветошко П.М., Додонов Д.В., Прокопов А.Р., Шумилов А.Г., Шапошников А.Н., Бержанский В.Н., Звездин А.К., Белотелов В.И. Локальное зондирование магнитных пленок с помощью оптического возбуждения магнитостатических волн. *ФТТ.* 2016. Т.58ю №6. С.1093-1098.
16. Beaurepaire E., Turner G.M., Harrel S.M., Beard M.C., Bigot J.Y., Schmuttenmaer C.A. Coherent terahertz emission from ferromagnetic films

- excited by femtosecond laser pulses. *Appl. Phys. Lett.* 2004. Vol.84. No.18. P.3465-3467.
17. Hilton D.J., Averitt R.D., Meserole C.A., Fisher G.L., Funk D.J., Thompson J.D., Taylor A.J. Terahertz emission via ultrashort-pulse excitation of magnetic metal films. *Optics Letters*. 2004. Vol.29. No.15. P.1805-1807.
18. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Излучение электромагнитной волны из магнитной пленки при воздействии фемтосекундного импульса света. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2020. №6. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.6.14>
19. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Электромагнитное излучение при ударном изменении намагниченности под действием фемтосекундного импульса света. *ПЖТФ*. 2021. Т.47. №11. С.3-5.
20. Janusonis J., Chang C.L., Jansma T., Gatilova A., Vlasov V.S., Lomonosov A.M., Temnov V.V., Tobey R.I. Ultrafast magnetoelastic probing of surface acoustic transients. *Phys. Rev. B*. 2016. Vol.94. No.2. P.024415(7).
21. Janusonis J., Jansma T., Chang C.L., Liu Q., Gatilova A., Lomonosov A.M., Shalagatskyi V., Pezeril T., Temnov V.V., Tobey R.I. Transient grating spectroscopy in magnetic thin films: simultaneous detection of elastic and magnetic dynamics. *Scientific Reports*. 2016. Vol.6. Article No.29143. P.1-10. <https://www.nature.com/articles/srep29143>
22. Chang C.L., Lomonosov A.M., Janusonis J., Vlasov V.S., Temnov V.V., Tobey R.I. Parametric frequency mixing in a magnetoelastically driven linear ferromagnetic oscillator. *Phys. Rev. B*. 2017. Vol.95. No.6. P.060409(5).
23. Lomonosov A.M., Vlasov V.S., Janusonis J., Chang C.L., Tobey R.I., Pezeril T., Temnov V.V. Magneto-elastic symmetry breaking with surface acoustic waves. *Proceedings of "The 7th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics" (META-16 Malaga-Spain)*. ISSN 2429-1390. P.1-2. <http://metaconferences.org>.
24. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ориентационные характеристики возбуждения магнитоупругих волн фемтосекундным

- импульсом света. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ориентационные характеристики возбуждения магнитоупругих волн фемтосекундным импульсом света. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №6. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jun17/5/text.pdf>.
25. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Энергетическая оценка влияния поля на эффективность возбуждения магнитоупругих волн в пленке никеля фемтосекундным лазером. *Сборник трудов XXV Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы»*. Москва, НИУ МЭИ. 2017. С.207-221.
26. Ландсберг Г.С. *Оптика*. Москва, Наука. 1976.
27. Кикоин И.К., Кикоин А.К. *Молекулярная физика*. Москва, Физматгиз. 1962.
28. Вонсовский С.В., Шур Я.С. *Ферромагнетизм*. Москва, ОГИЗ Гостехиздат. 1948.
29. Гуревич А.Г. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*. Москва, Наука. 1973.
30. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. *Магнитные колебания и волны*. Москва, Физматлит. 1994.
31. Ле-Кроу Р., Комсток Р. Магнитоупругие взаимодействия в ферромагнитных диэлектриках. В кн.: У. Мэзон (ред.). *Физическая акустика. Т.3Б. Динамика решетки*. Москва, Мир. 1968. С.156.
32. Гуревич А.Г. *Ферриты на сверхвысоких частотах*. Москва, Гос.Изд.физ.-мат.лит. 1960.
33. Шавров В.Г., Щеглов В.И. *Магнитостатические волны в неоднородных полях*. Москва, Физматлит. 2016.
34. Шавров В.Г., Щеглов В.И. *Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода*. Москва, Физматлит. 2018.
35. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе. *РЭ*. 2009. Т.54. №7. С.863.

36. Звездин А.К., Котов В.А. *Магнитооптика тонких пленок*. Москва, Наука. 1988.
37. Щеглов В.И. Взаимодействие поверхностных магнитостатических волн с упругими волнами Рэлея в кубических ферромагнетиках. ФТТ. 1972. Т.14. №6. С.1642-1647.
38. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория упругости (Теоретическая физика, т. VII)*. Москва, Наука. 1965.
39. Малоземов А., Слоизуски Дж. *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*. Москва, Мир. 1982.
40. Лисовский Ф.В. *Физика цилиндрических магнитных доменов*. Москва, Сов.Радио. 1979.

Для цитирования:

Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ориентационные характеристики возбуждения прецессии намагниченности на интерференционной решетке, создаваемой фемтосекундным лазером. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2021. №7.

<https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.7.7>