

УДК 537.874; 537.624

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗБУЖДЕНИЯ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ИМПУЛЬСОМ СВЕТА

В. С. Власов¹, П. А. Макаров¹, 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 30 мая 2017 г.

Аннотация. Рассмотрена вспомогательная задача о падении продольной упругой волны на плоскую границу раздела двух сред с последующим отражением. Рассмотрение выполнено методом преобразования координат с учетом граничных условий. Показано, что при наклонном падении волны вблизи границы раздела присутствуют не только продольные, но и сдвиговые компоненты тензора деформаций. Рассмотрена геометрия возбуждения упругих деформаций на поверхности пленки никеля путем воздействия света фемтосекундного лазера. Приведена схема формирования периодической решетки, создаваемой интерференцией двух лучей света. Рассмотрено распределение упругих напряжений, создаваемых светом в такой решетке за счет теплового воздействия. В такой геометрии получено выражение для плотности энергии магнитоупругого взаимодействия. Выполнен анализ компонент поверхностной и вытекающей упругих волн. Выявлены компоненты тензора деформаций, ответственные за магнитоупругое взаимодействие. Показано, что в схеме эксперимента типа «накачка-зонд» решающую роль в формировании поворота плоскости поляризации света зондирующего лазера играют сдвиговые компоненты тензора деформаций. Из полного выражения для плотности энергии магнитоупругого взаимодействия выделены члены, ответственные за формирование поворота плоскости поляризации зондирующего света. Получена связь между выходной амплитудой сиг-

нала зондирующего лазера и направлением внешнего магнитного поля в плоскости пленки. На примере некоторых вариантов соотношения величин сдвиговых компонент тензора деформаций выявлен резко анизотропный характер такой зависимости. Исследован интервал поворота поля от направления, параллельного интерференционным полосам, до направления, этим полосам перпендикулярного. Показано, что на краях этого интервала зависимость выходного сигнала от направления поля стремится к нулю. При удалении направления поля от краев интервала зависимость возрастает. Внутри интервала в некоторой точке зависимость может иметь провал до нуля.

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

Abstract. The fall of longitudinal elastic wave to flat boundary between two media with subsequent reflection is investigated. The investigation is executed by transformation of coordinates with taking in consideration the boundary conditions. It is shown that by inclined fall of wave near the boundary it is presented not only the longitudinal but also shifted components of deformation tensor. It is investigated the geometry of elastic deformation excitation on the surface of nickel film by femtosecond laser light influence. It is showed the scheme of periodic grating forming which is created by interference of two light rays. It is investigated the elastic strains which are formed in this grating by the thermal influence of light. In this geometry it is found the expression for the density of magnetoelastic interaction energy. It is carried out the analysis of surface and leaky waves components. It is found the components of deformation tensor which are responsible for magnetoelastic interaction. It is shown that in the “pump-probe” scheme the light polarization plane rotation of probe laser is defined by shifted components of deformation tensor. From the whole expression for magnetoelastic energy density it is selected the terms which are responsible for the light polarization plane rotation of probe laser. It is found the connection between the probe light output amplitude and internal magnetic field orientation in film plane. In example of some versions of shift components deformation tensor it is found the sharp anisotropy character of this dependence. It is investigated the interval

of field orientation from the direction parallel to interference stripes to the direction for these stripes perpendicular. It is shown that on the edges of this interval the dependence of output signal from field direction goes to zero. When the field direction goes from edges of this interval the output signal increases. Inside of interval may be a point where the input signal is zero.

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

Введение

Современная технология обработки информации требует обращения к процессам, характерное время которых исчисляется фемтосекундами. Особый интерес представляют такие процессы в средах, обладающих магнитным упорядочением [1], что позволяет сочетать весьма малое время обработки со значительным временем хранения информации [2].

Перспективным методом исследования таких процессов является метод «накачки-зонда», когда возмущение намагниченности создается мощным фемтосекундным лазером, а ее считывание – другим сравнительно маломощным лазером, регистрирующим получаемое изменение намагниченности по эффекту Фарадея или Керра [3-6].

Первичное изменение намагниченности происходит за счет вызванного мощным светом теплового расширения через магнитострикцию [7-9] или путем обратного эффекта Фарадея [10]. В диэлектрической магнитной среде с малым затуханием, типичным примером каковой является железиттриевый гранат, такое импульсное воздействие позволяет возбудить спиновые волны [11]. В работах [12,13] рассмотрено управление магнитными резонансными явлениями путем воздействия на магнитную среду сверхкоротким импульсом, создаваемым поверхностной акустической волной. Дополнительным механизмом, обеспечивающим возбуждение акустических волн в проводящей среде, является возбуждение спиновой системы световым полем, впервые отмеченное еще в работе [1]. Сверхбыстрое переключение намагниченности в пленке никеля под

действием импульса света, в работах [14,15] рассматривается на основе модели спин-переориентационного перехода.

В работах [16-19] продемонстрирована возможность возбуждения поверхностных акустических волн в пленке никеля, температурный рельеф в которой создается за счет интерференционной картины от луча фемтосекундного лазера. Там же отмечено регистрируемое по эффекту Фарадея сильное возбуждение в никеле прецессии намагниченности, имеющее место при совпадении частоты акустической волны с частотой ферромагнитного резонанса (ФМР), задаваемой величиной приложенного магнитного поля. Отмечено, что изменение ориентации магнитного поля в плоскости пленки никеля приводит к изменению фазы наблюдаемого по эффекту Фарадея сигнала. Однако подробная ориентационная зависимость от поля не исследована. Для теоретической интерпретации наблюдаемых явлений использован аппарат функций Грина [20], однако полевые характеристики опять же не выявлены.

Настоящая работа посвящена теоретической трактовке описанных в работах [16-19] явлений с позиций распространения акустической волны в обладающей магнитоупругостью анизотропной среде, в том числе с учетом ориентации магнитного поля. Главное внимание будет уделено работе [16].

1. Отражение упругой волны

Главной целью настоящей работы, в рамках задачи, рассмотренной в работе [16], является обоснование сильной анизотропии возбуждения прецессии намагниченности от ориентации внешнего магнитного поля. Будет выявлена решающая роль сдвиговых компонент тензора деформаций возбуждаемой светом поверхностной акустической волны. Поэтому сначала рассмотрим вспомогательную задачу, а именно: отражение продольной упругой волны от плоской поверхности, в результате которого происходит преобразование продольных компонент тензора деформаций в сдвиговые.

Обратимся к рис.1, где слева (а) показана общая схема падения упругой волны 1 из нижней по рисунку среды на горизонтальную границу раздела двух

упругих сред. В результате падения волны 1 образуется отраженная волна 2 и проходящая 3. Угол падения α равен углу отражения (тоже α), а проходящую волну предполагаем направленной под углом β относительно нормали к плоскости раздела сред (то есть β – угол преломления). Величина угла β определяется соотношением параметров сред по обе стороны от границы в соответствии с законом Снеллиуса [21,22].

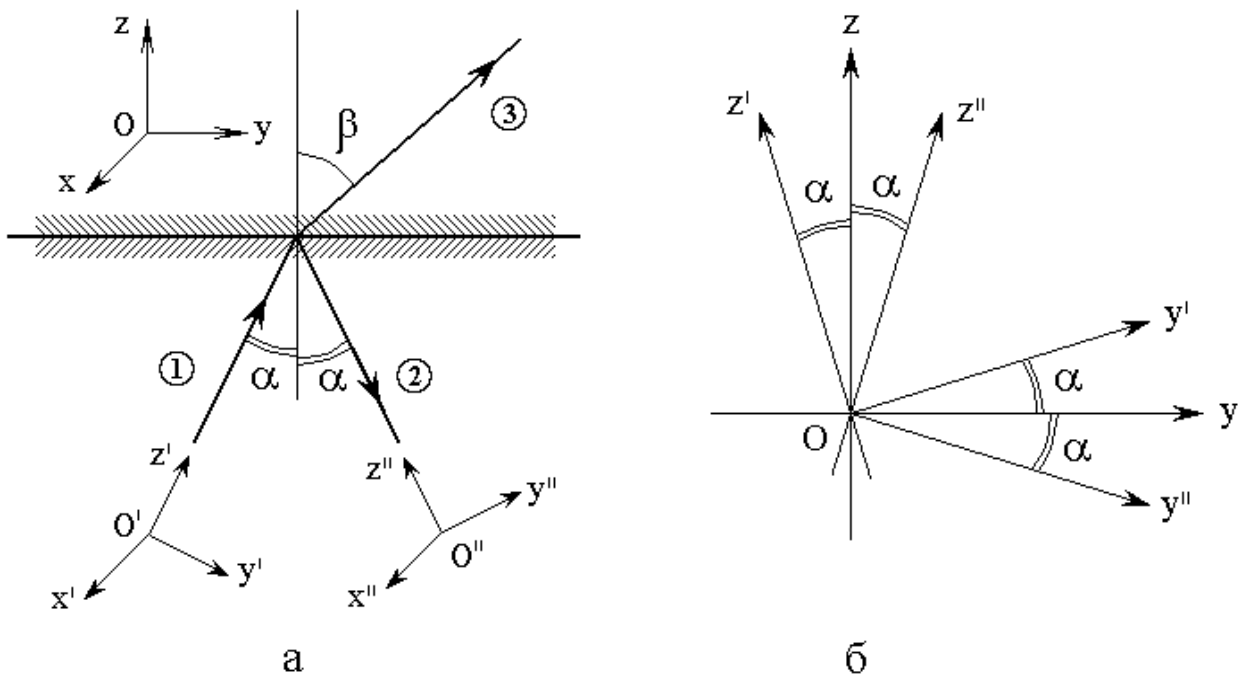


Рис.1. Геометрия отражения упругой волны.

а – геометрия трех волн (цифры в кругах – номера волн);

б – схема ориентации систем координат.

Основную систему координат $Oxyz$ будем считать связанной с поверхностью раздела, так что плоскость Oxy совпадает с этой поверхностью, а ось Oz ей перпендикулярна. Будем считать, что плоскость падения волны совпадает с координатной плоскостью Oyz , так что все три волны распространяются в плоскости Oyz . При этом волна 3 будет распространяться относительно оси Oz под углом β . На данном этапе конкретной величиной угла β интересо-

ваться не будем, а рассмотрим лишь компоненты тензора деформаций для проходящей волны.

Выберем для каждой волны 1 и 2 свою систему координат:

для волны 1 систему $O'x'y'z'$, такую, что ось $O'x'$ совпадает с осью Ox , плоскость $O'y'z'$ совпадает с плоскостью Oyz , а ось $O'z'$ совпадает с направлением распространения волны, то есть составляет с осью Oz угол α ;

для волны 2 систему $O''x''y''z''$, такую, что ось $O''x''$ совпадает с осью Ox , плоскость $O''y''z''$ совпадает с плоскостью Oyz , а ось $O''z''$ совпадает с направлением распространения волны, то есть составляет с осью Oz угол α , однако противоположного знака по сравнению с подобным углом для волны 2.

Схема расположения осей, лежащих в плоскости Oyz , для всех трех систем показана на рис.1б.

По условию задачи, волна 1 является продольной, так что для нее отлична от нуля компонента тензора деформаций только вида u'_{zz} (здесь штрихи перенесены с координат наверх для удобства обозначений), то есть тензор имеет вид:

$$\vec{u}' = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & u'_{zz} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

В силу симметрии геометрии задачи волна 2 также является продольной с отличной от нуля компонентой тензора деформаций u''_{zz} , то есть тензор имеет вид:

$$\vec{u}'' = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & u''_{zz} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Задача состоит в том, чтобы определить компоненты тензора деформаций проходящей волны в системе $Oxuz$, где будут заданы граничные условия, так что надо тензоры волн 1 и 2 преобразовать в эту систему.

Матрица перехода от системы $O'x'y'z'$ к системе $Oxyz$ имеет вид:

$$A' = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Матрица перехода от системы $O''x''y''z''$ к системе $Oxyz$ имеет вид:

$$A'' = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & -\sin \alpha \\ 0 & \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Выполним преобразование тензоров (1) и (2) в соответствии с формулами:

$$\vec{u}_1 = A' \cdot \vec{u}'; \quad (5)$$

$$\vec{u}_2 = A'' \cdot \vec{u}'' . \quad (6)$$

В результате получаем:

для волны 1:

$$\vec{u}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & u'_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & u'_{zz} \sin \alpha \\ 0 & 0 & u'_{zz} \cos \alpha \end{pmatrix}; \quad (7)$$

для волны 2:

$$\vec{u}_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & -\sin \alpha \\ 0 & \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & u''_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -u''_{zz} \sin \alpha \\ 0 & 0 & u''_{zz} \cos \alpha \end{pmatrix}. \quad (8)$$

В силу аддитивности деформаций полный тензор деформаций в нижней плоскости по рис.1 будет равен сумме тензоров обеих волн 1 и 2. В результате получаем:

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (u'_{zz} - u''_{zz}) \sin \alpha \\ 0 & 0 & (u'_{zz} + u''_{zz}) \cos \alpha \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Поскольку в системе $Oxyz$ тензор деформаций должен иметь вид:

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} u_{xx} & u_{xy} & u_{xz} \\ u_{yx} & u_{yy} & u_{yz} \\ u_{zx} & u_{zy} & u_{zz} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

то из сравнения двух последних формул можно видеть, что отличны от нуля только компоненты u_{yz} и u_{zz} , имеющие вид:

$$u_{yz} = (u'_{zz} - u''_{zz}) \sin \alpha; \quad (11)$$

$$u_{zz} = (u'_{zz} + u''_{zz}) \cos \alpha. \quad (12)$$

Теперь обратимся к граничным условиям. На границе раздела, исходя из равенства тензоров напряжений по обе стороны от границы, эти условия имеют вид (подобно принятым в работах [23-25], в отсутствие намагниченности):

$$c'''_{11} u'''_{xx} + c'''_{12} (u'''_{yy} + u'''_{zz}) \Big|_{z=0} = c_{11} u_{xx} + c_{12} (u_{yy} + u_{zz}) \Big|_{z=0}; \quad (13)$$

$$c'''_{11} u'''_{yy} + c'''_{12} (u'''_{zz} + u'''_{xx}) \Big|_{z=0} = c_{11} u_{yy} + c_{12} (u_{zz} + u_{xx}) \Big|_{z=0}; \quad (14)$$

$$c'''_{11} u'''_{zz} + c'''_{12} (u'''_{xx} + u'''_{yy}) \Big|_{z=0} = c_{11} u_{zz} + c_{12} (u_{xx} + u_{yy}) \Big|_{z=0}; \quad (15)$$

$$c'''_{44} u'''_{xy} \Big|_{z=0} = c_{44} u_{xy} \Big|_{z=0}; \quad (16)$$

$$c'''_{44} u'''_{yz} \Big|_{z=0} = c_{44} u_{yz} \Big|_{z=0}; \quad (17)$$

$$c'''_{44} u'''_{zx} \Big|_{z=0} = c_{44} u_{zx} \Big|_{z=0}. \quad (18)$$

Здесь тремя штрихами обозначены модули упругости и компоненты тензора деформаций в нижней по рис.1 среде, а без штрихов – в верхней.

Учитывая, что зависимость от координаты x во всех системах отсутствует, приводим граничные условия (13)-(18) к виду:

$$c'''_{12} u'''_{zz} \Big|_{z=0} = c_{12} u_{yy} + c_{12} u_{zz} \Big|_{z=0}; \quad (19)$$

$$c'''_{12} u'''_{zz} \Big|_{z=0} = c_{11} u_{yy} + c_{12} u_{zz} \Big|_{z=0}; \quad (20)$$

$$c_{11}''' u_{zz}''' \Big|_{z=0} = c_{11} u_{zz} + c_{12} u_{yy} \Big|_{z=0}; \quad (21)$$

$$c_{44}''' u_{yz}''' \Big|_{z=0} = c_{44} u_{yz} \Big|_{z=0}. \quad (22)$$

Это – система уравнений для определения u_{yy} , u_{zz} , u_{yz} .

Из первых двух уравнений при условии $c_{11} \neq c_{12}$ получаем: $u_{yy} = 0$. Подставляя в третье и полагая, что $c_{11}''' \neq c_{11}$ (так как среды различны), получаем:

$$u_{zz} = \frac{c_{11}'}{c_{11}} \cdot u_{zz}'''. \quad (23)$$

Из четвертого уравнения аналогично получаем:

$$u_{yz} = \frac{c_{44}'}{c_{44}} \cdot u_{yz}'''. \quad (24)$$

Учитывая, что u_{zz}''' и u_{yz}' здесь соответствуют компонентам тензора деформаций, обусловленным падающей и отраженной волнами (в нижней полуплоскости), то есть имеют вид (11) и (12), получаем:

$$u_{zz} = \frac{c_{11}'''}{c_{11}} \cdot (u_{zz}' + u_{zz}'') \cos \alpha; \quad (25)$$

$$u_{yz} = \frac{c_{44}'''}{c_{44}} \cdot (u_{zz}' - u_{zz}'') \sin \alpha. \quad (26)$$

Относительно второго равенства можно полагать, что выполняется условие $u_{zz}' \neq u_{zz}''$, поскольку часть энергии падающей волны 1 переходит в энергию проходящей волны 3, то есть для волны 2 теряется. В этом случае тензор деформаций волны 3 имеет кроме продольной компоненты сжатия-растяжения u_{zz} также сдвиговую компоненту u_{yz} . То есть полные деформации в верхней полуплоскости являются комбинацией продольной и сдвиговой компонент.

Из структуры выражений (25) и (26) можно видеть, что при $\alpha = 0$, то есть когда волна падает перпендикулярно плоскости раздела, сдвиговая компонента (26) пропадает, то есть волна, пройдя через границу, остается чисто продольной, как и была до падения.

В случае равенства параметров обеих сред, то есть фактически отсутствия границы, так что $c_{11}''' = c_{11}$ и $c_{44}''' = c_{44}$, отражение также отсутствует, поэтому можно положить $u_{zz}'' = 0$. При этом из (26) можно видеть, что сдвиговая компонента u_{yz} при отличии α от нуля, несмотря на продольный характер падающей волны, все же имеет место. По-видимому, такой парадокс обусловлен тем, что падающая волна является полностью продольной только в системе $O'x'y'z'$, а в системе $Oxyz$ у нее появляется сдвиговая составляющая за счет чисто геометрического фактора. В самом деле, если смещение в падающей волне, являющейся продольной, направлено вдоль оси $O'z'$, то это смещение имеет проекцию на ось Oz , отличную от нуля. Такая проекция в системе $Oxyz$ и обеспечивает «кажущуюся» сдвиговую компоненту тензора деформации u_{yz} , которая при возвращении в систему $O'x'y'z'$ полностью пропадает, то есть волна остается чисто продольной.

Таким образом, можно видеть, что при надлежащем выборе системы координат любая продольная волна будет иметь сдвиговую компоненту. Однако такая компонента является лишь «кажущейся», так как при ориентации одной из осей координат вдоль направления распространения волны, исчезает.

Не то однако происходит при отражении продольной волны от границы раздела, так как здесь в формировании сдвиговой компоненты участвуют две волны, амплитуды которых, а следовательно и величины тензоров деформаций, различны ($u'_{zz} \neq u''_{zz}$), что и дает сдвиговую компоненту в виде (26). Здесь уже никакой выбор системы координат к исчезновению сдвиговой компоненты не приводит, так что поперечная компонента проходящей волны присутствует в любом случае.

ЗАМЕЧАНИЕ. Проведенное рассмотрение учитывает лишь равенство углов падения и отражения, тогда как угол прохождения оставлен без внимания. При этом величины амплитуд отраженной и проходящей волн относительно амплитуды падающей волны не рассмотрены. Не учтены также знаки направлений распространения волн относительно собственных систем координат. То есть здесь проиллюстрирован лишь факт появления сдвиговой компоненты у проходящей волны в случае падения волны чисто продольной. При этом полученная относительная величина этой компоненты носит лишь оценочный характер. Для получения более корректного ее значения требуется подробный учет всех перечисленных факторов.

2. Плотность энергии

Рассмотрим теперь геометрию задачи, принятую в работе [16]. Общая схема такой геометрии представлена на рис.2.

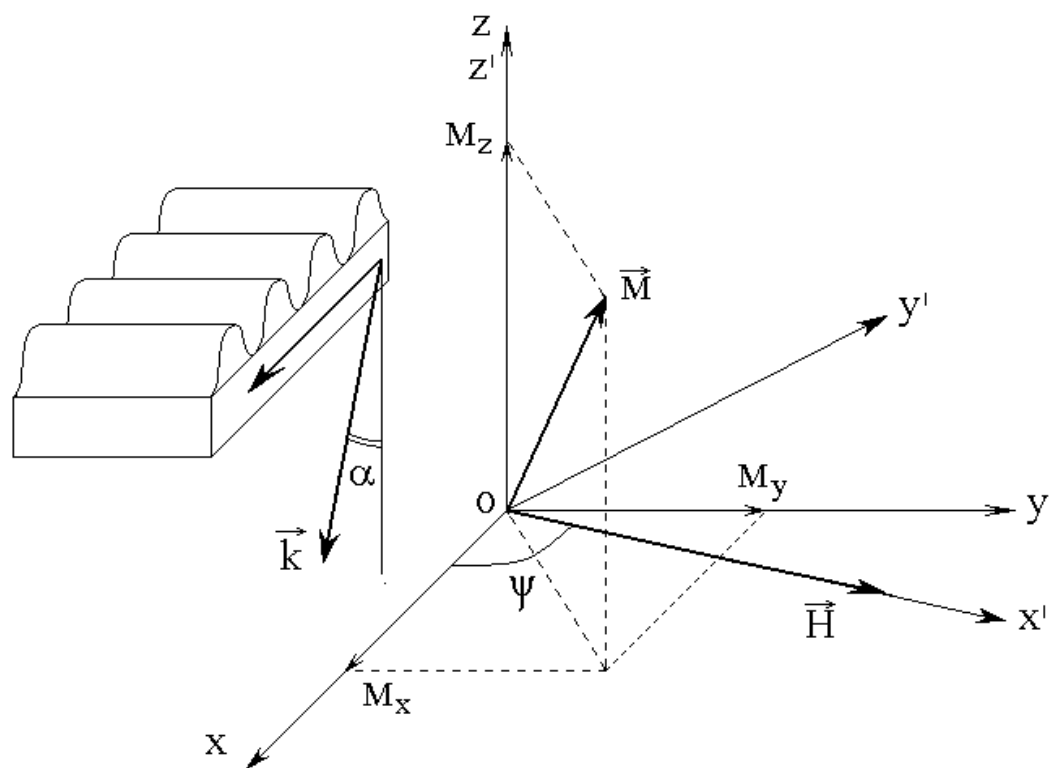


Рис.2. Геометрия задачи, принятая в работе [16]. Слева – схема пленки никеля.

Здесь плоскость Oxy декартовой системы координат $Oxyz$ совпадает с плоскостью пленки никеля. При этом ось Oz перпендикулярна той же плоскости. Вектор намагниченности \vec{M} имеет компоненты M_x, M_y, M_z . Вдоль оси Ox имеется вызванное нагревом синусоидальное (в квадрате) упругое смещение, которое можно рассматривать как стоячую волну с волновым вектором, ориентированным вдоль этой оси. Такое смещение сопровождается вытекающей волной с волновым вектором \vec{k} , ориентированным в плоскости Oxz и составляющим с осью Oz угол α . Постоянное магнитное поле приложено в плоскости Oxy (то есть в плоскости пленки) 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 .

Введем далее нормированные компоненты вектора намагниченности:

$$m_{x,y,z} = M_{x,y,z} / M_0, \quad (27)$$

где M_0 – намагниченность насыщения пленки никеля.

Полагая пленку никеля изотропной, запишем плотность энергии магнитоупругого взаимодействия:

$$U_{me} = B \cdot \left(m_x^2 u_{xx} + m_y^2 u_{yy} + m_z^2 u_{zz} + 2m_x m_y u_{xy} + 2m_y m_z u_{yz} + 2m_z m_x u_{zx} \right), \quad (28)$$

где B – константа магнитоупругого взаимодействия, u_{ik} – компоненты тензора деформаций.

Выразим компоненты вектора намагниченности $m_{x,y,z}$ в системе $Oxyz$ через компоненты того же вектора $m'_{x,y,z}$ в системе $O'x'y'z'$, связанной с полем, для чего воспользуемся матрицей перехода:

$$\vec{A} = \begin{pmatrix} \cos \psi & -\sin \psi & 0 \\ \sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (29)$$

В результате получаем:

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \vec{A} \cdot \begin{pmatrix} m'_x \\ m'_y \\ m'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m'_x \cos \psi - m'_y \sin \psi \\ m'_x \sin \psi + m'_y \cos \psi \\ m'_z \end{pmatrix}, \quad (30)$$

то есть:

$$m_x = m'_x \cos \psi - m'_y \sin \psi; \quad (31)$$

$$m_y = m'_x \sin \psi + m'_y \cos \psi; \quad (32)$$

$$m_z = m'_z. \quad (33)$$

Подставляя эти компоненты в (28), получаем плотность энергии, выраженную через компоненты намагниченности $m'_{x,y,z}$.

Ввиду громоздкости получающегося выражения приведем входящие в него комбинации из компонент вектора намагниченности по отдельности:

$$m_x^2 = m_x'^2 \cos^2 \psi - 2m'_x m'_y \sin \psi \cos \psi + m_y'^2 \sin^2 \psi; \quad (34)$$

$$m_y^2 = m_x'^2 \sin^2 \psi + 2m'_x m'_y \sin \psi \cos \psi + m_y'^2 \cos^2 \psi; \quad (35)$$

$$m_z^2 = m_z'^2; \quad (36)$$

$$m_x m_y = m_x'^2 \sin \psi \cos \psi + m'_x m'_y \cos^2 \psi - \\ - m'_x m'_y \sin^2 \psi - m_y'^2 \sin \psi \cos \psi; \quad (37)$$

$$m_y m_z = m'_x m'_z \sin \psi + m'_y m'_z \cos \psi; \quad (38)$$

$$m_z m_x = m'_x m'_z \cos \psi - m'_y m'_z \sin \psi. \quad (39)$$

Положим далее, что магнитное поле настолько велико, что вектор намагниченности всегда ориентирован вдоль поля. Таким образом, приближенно по-

лагаем:

$$m'_x = 1; \quad (40)$$

$$m'_{y,z} \ll 1. \quad (41)$$

Подставляя (40) и (41) в (34)-(39), после чего сохраняя только члены, линейные относительно компонент намагниченности (то есть выполняя линеаризацию), получаем:

$$m_x^2 = \cos^2 \psi - 2m'_y \sin \psi \cos \psi; \quad (42)$$

$$m_y^2 = \sin^2 \psi + 2m'_y \sin \psi \cos \psi; \quad (43)$$

$$m_z^2 = 0; \quad (44)$$

$$m_x m_y = \sin \psi \cos \psi + m'_y \cos^2 \psi - m'_y \sin^2 \psi; \quad (45)$$

$$m_y m_z = m'_z \sin \psi; \quad (46)$$

$$m_z m_x = m'_z \cos \psi. \quad (47)$$

Подставляя (42)-(47) в (28), получаем плотность энергии в виде:

$$\begin{aligned} U_{me} = B \cdot \{ & u_{xx} (\cos^2 \psi - 2m'_y \sin \psi \cos \psi) + \\ & + u_{yy} (\sin^2 \psi + 2m'_y \sin \psi \cos \psi) + \\ & + 2u_{xy} (\sin \psi \cos \psi + m'_y \cos^2 \psi - m'_y \sin^2 \psi) + \\ & + 2u_{yz} m'_z \sin \psi + 2u_{zx} m'_z \cos \psi \}. \end{aligned} \quad (48)$$

Оставляя только члены, связанные с намагниченностью, получаем:

$$\begin{aligned} U_{me} = B \cdot \{ & -2u_{xx} m'_y \sin \psi \cos \psi + 2u_{yy} m'_y \sin \psi \cos \psi + \\ & + 2u_{xy} m'_y (\cos^2 \psi - \sin^2 \psi) + 2u_{yz} m'_z \sin \psi + 2u_{zx} m'_z \cos \psi \}. \end{aligned} \quad (49)$$

3. Ориентационные зависимости плотности энергии

Обратимся теперь еще раз к рис.2. Согласно эксперименту работы [16], благодаря стоячей волне в плоскости Oxy , в пленке и находящейся под ней

подложке возбуждается вытекающая волна, распространяющаяся в плоскости Oxz , направление волнового вектора \vec{k} которой составляет с осью Oz угол α .

Согласно [16], эта вытекающая волна имеет чисто продольный характер, однако, как показано в части 1 настоящей работы, подобная волна (распространяющаяся под углом к плоскости пленки) на верхней поверхности пленки содержит две компоненты тензора деформаций: продольную u_{zz} и сдвиговую u_{xz} (или u_{zx} , так как $u_{xz} = u_{zx}$).

Кроме того, можно полагать, что при нагреве пленки за счет периодической интерференционной картины, расширение металла происходит не только по оси Oz , но также и по оси Oy . Так должно быть, по крайней мере, в пределах каждой освещенной полосы в обе стороны до места, где такое расширение встречается с подобным расширением от соседней полосы. Таким образом, в пленке должна присутствовать еще и компонента тензора деформации u_{xx} .

Поскольку член, содержащий u_{zz} , в выражении для плотности энергии (49) отсутствует, то рабочими остаются только две компоненты: u_{xx} и u_{xz} . Все остальные компоненты, в частности, зависящие от координаты y , можно положить равными нулю.

Таким образом, согласно сделанным предположениям, получаем плотность энергии (49) в виде:

$$U_{me} = B \cdot (-2u_{xx}m'_y \sin\psi \cos\psi + 2u_{zx}m'_z \cos\psi). \quad (50)$$

Введем обозначения:

$$A_1 = -2Bu_{xx}m'_y; \quad (51)$$

$$A_2 = 2Bu_{zx}m'_z. \quad (52)$$

С этими обозначениями плотность энергии принимает вид:

$$U_{me} = A_1 \cdot \sin\psi \cos\psi + A_2 \cdot \cos\psi. \quad (53)$$

Здесь коэффициенты A_1 и A_2 являются независимыми друг от друга, так как обусловлены действием различных механизмов: A_1 – расширением пленки

вдоль оси Ox (через посредство u_{xx}), A_2 – сдвиговой компонентой деформаций в плоскости Oxz (через посредство компоненты u_{zx} , обусловленной вытекающей волной). Поэтому при анализе ориентационных зависимостей эти коэффициенты можно варьировать независимо друг от друга.

Рассмотрим некоторые варианты задания упомянутых коэффициентов.

Положим сначала $A_1 = 1$, $A_2 = 0$. При этом из (53) получаем:

$$U_{me} = \sin\psi \cos\psi, \quad (54)$$

то есть примесь сдвиговой компоненты отсутствует. Этот случай аналогичен чисто продольной волне. Зависимость $U_{me}(\psi)$ показана на рис.3.

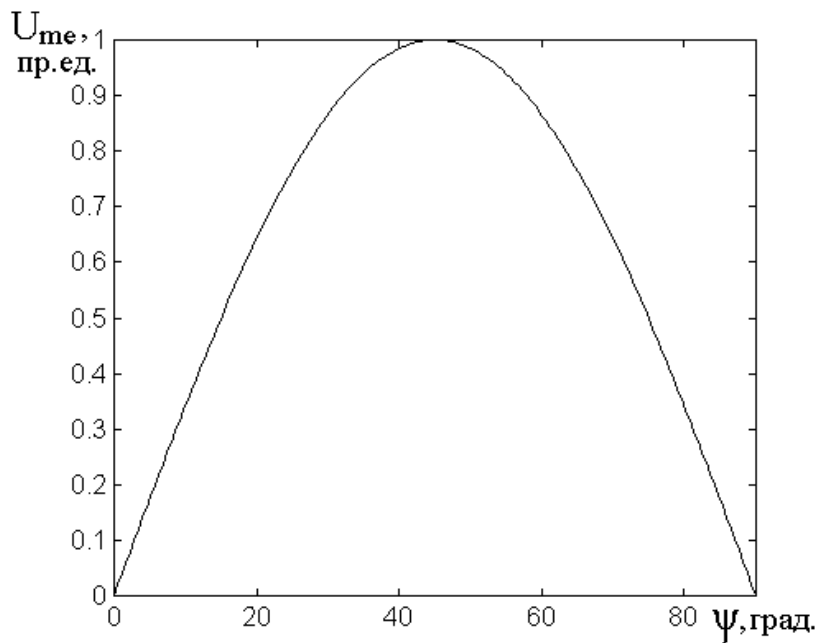


Рис.3. Зависимость $U_{me}(\psi)$ при $A_1 = 1$, $A_2 = 0$.

Видно, что здесь кривая полностью симметрична, имеет один максимум при $\psi = 45^\circ$, а при $\psi = 0^\circ$ и 90° плотность энергии равна нулю, то есть магнитоупругое взаимодействие при этих углах отсутствует.

Положим теперь $A_1 = -1$, $A_2 = 1$. При этом из (53) получаем:

$$U_{me} = -\sin\psi \cos\psi + \cos\psi, \quad (55)$$

то есть продольная компонента имеет отрицательный знак, а также присутствует сдвиговая компонента, по величине того же порядка, что и продольная. Зависимость $U_{me}(\psi)$ для этого случая показана на рис.4.

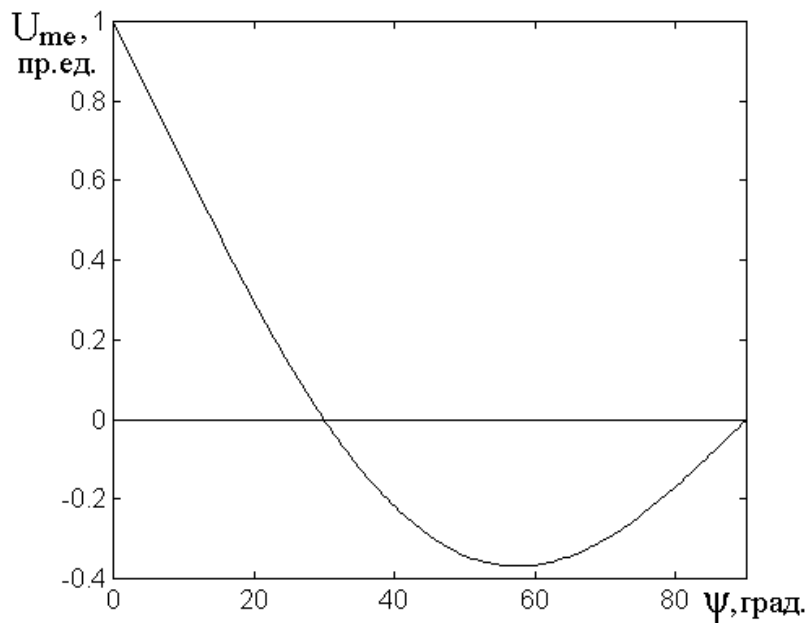


Рис.4. Зависимость $U_{me}(\psi)$ при $A_1 = -1$, $A_2 = 1$.

Видно, что здесь кривая резко несимметрична, что обусловлено несимметричностью косинуса в заданном интервале углов. При $\psi = 0^\circ$ кривая имеет максимум, соответствующий равному единице значению косинуса при нулевом аргументе. Далее, по мере увеличения ψ , кривая спадает, что соответствует спаду первого слагаемого в (55) за счет отрицательности коэффициента A_1 . Пройдя через минимум вблизи 55° , кривая возрастает, заканчиваясь на нуле, что соответствует нулю как первого слагаемого (55), так и косинуса. Характерным является тот момент, что в процессе изменения угла ψ кривая проходит через нуль вблизи $\psi = 30^\circ$. Это означает, что при таком значении угла магнитоупругая связь отсутствует. Поскольку в экспериментах [16] регистрация намагниченности производится по эффекту Фарадея, то при таком значении угла поворот плоскости поляризации света должен отсутствовать.

С другой стороны, поскольку в этой точке магнитоупругое взаимодействие меняет знак, то и направление вектора намагниченности в выражении (50), линейном по компонентам m'_y и m'_z должно измениться. То есть в левой части рисунка, до прохождения кривой через нуль, поворот плоскости поляризации проходящего света должен быть противоположным таковому, имеющему место в правой части рисунка после прохождения кривой через нуль. В то же время по обе стороны от точки прохождения через нуль поворот плоскости поляризации должен иметь место. Из работы [16] не ясно, наблюдается ли такой поворот плоскости поляризации или он отсутствует.

В то же время, возможно, что в экспериментах [16] учитывается не знак поворота плоскости поляризации, а интенсивность сигнала, соответствующего повороту в ту или иную сторону, безразлично в какую, которая очевидно должна увеличиваться после прохождения кривой через нуль. То есть измеряется просто абсолютная величина прошедшего света без учета знака поворота поляризации. Такому случаю соответствует рис.5, построенный при тех же параметрах, что и предыдущий, но теперь выражение (55) берется по модулю, то есть:

$$U_{me} = | - \sin \psi \cos \psi + \cos \psi |. \quad (56)$$

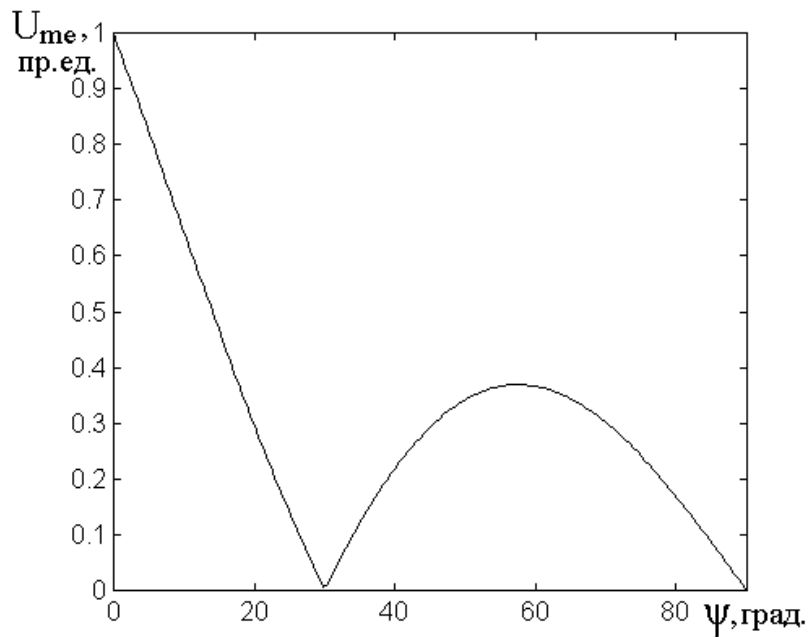


Рис.5. Зависимость $U_{me}(\psi)$ при $A_1 = -1$, $A_2 = 1$, взятая по модулю.

Видно, что здесь часть кривой, лежащая правее точки нуля на рис 4, повернулась вверх, в результате чего при $\psi = 30^\circ$ обозначился четко выраженный минимум.

Таким образом, из сопоставления рис.3 с рис.5, а также сравнения соответствующих выражений для плотности энергии (54) и (56), можно сделать вывод, что зависимость угла поворота плоскости поляризации зондирующего света от ориентации поля должна быть резко анизотропной. При этом принципиально необходимым условием образования провала на зависимости $U_{me}(\psi)$ является наличие сдвиговой компоненты упругого смещения (что дает косинус в выражении (56)).

В то же время, следует отметить, что по-прежнему на рис.5 левее точки минимума зависимость $U_{me}(\psi)$ по мере уменьшения ψ идет вверх, тогда как из работы [16] можно заключить, что в экспериментах она идет вниз, заканчиваясь в нуле.

Исправить положение можно, если предположить, что в образовании эффекта Фарадея участвует только компонента поля вдоль оси Oy , то есть положить:

$$H_x = 0; \quad (57)$$

$$H_y = H_0 \cdot \sin\psi. \quad (58)$$

При этом плотность энергии умножается на $\sin\psi$, так что (53), при тех же параметрах, что и раньше, принимает вид:

$$U_{me} = | -\sin\psi \cos\psi + \cos\psi | \cdot \sin\psi. \quad (59)$$

Зависимость $U_{me}(\psi)$ в этом случае принимает вид, показанный на рис.6.

Можно полагать, что в этом случае ход кривой должен наилучшим образом соответствовать наблюдаемому в экспериментах [16]. То есть где-то вблизи середины кривая должна иметь провал практически до нуля, а на краях полного интервала углов зависимость $U_{me}(\psi)$ также должна стремиться к нулю.

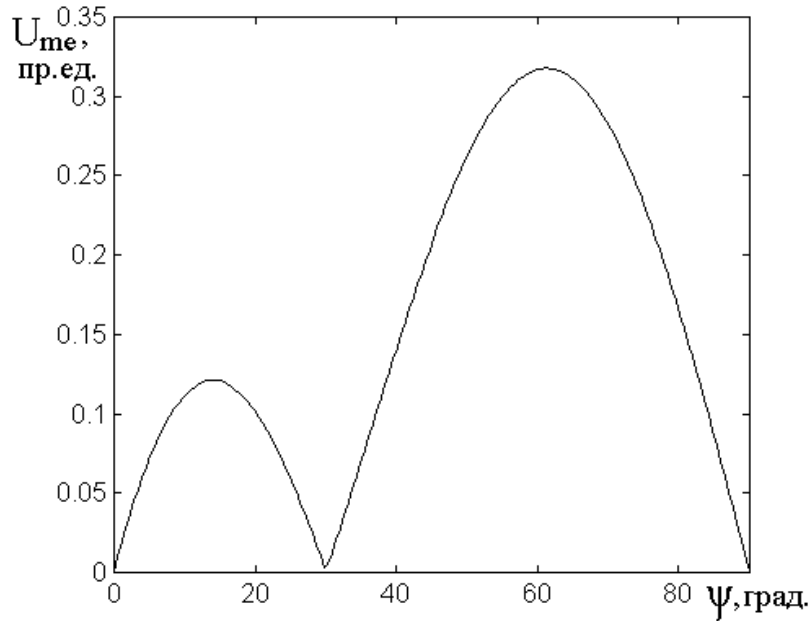


Рис.6. Зависимость $U_{me}(\psi)$ при $A_1 = -1$, $A_2 = 1$, взятая по модулю, при участии компоненты поля только по оси Oy ,

4. Качественные особенности характера ориентационных зависимостей

Следует заметить, что последнее предположение о работе только компоненты поля вдоль оси Oy , вообще говоря, никак не обосновано, то есть на данный момент является довольно произвольным. Однако с качественной стороны оно представляется естественным, если учесть, что при ориентации поля вдоль оси Ox (то есть при $\psi = 0^\circ$), компоненты упругого смещения, соответствующие компонентам тензоров u_{xx} и u_{zx} действуют только в плоскости Oxz , то есть вдоль поля. Поскольку среда (пленка никеля) предполагается изотропной, то такие смещения должны менять намагниченность тоже только в этой плоскости, то есть должны возникать только компоненты намагниченности m_x и m_z . При этом компонента m_x , будучи направленной вдоль поля, вследствие малости своей величины по сравнению со значением поля, серьезного действия на ориентацию намагниченности оказать не может. В то же время, компонента m_z , хотя и направлена перпендикулярно полю, но на нее еще действует до-

вольно сильное поле размагничивания формы пленки никеля, равное $4\pi M_0$, которое также величину m_z значительно превышает. Таким образом, намагниченность получается как бы «зажатой» двумя полями, в результате чего развиться до большой амплитуды, достаточной для значительного поворота плоскости поляризации, не может. Это обстоятельство и приводит к стремлению зависимости $U_{me}(\psi)$ к нулю при малых значениях угла ψ .

Однако следует отметить, что эффект Фарадея при падении зондирующего света перпендикулярно плоскости пленки, обусловлен как раз компонентой намагниченности вдоль оси Oz , то есть m_z . При этом поле размагничивания «прижимает» намагниченность к плоскости пленки при любом направлении поля, то есть при любом значении угла ψ в одинаковой степени. Однако при отклонении поля от оси Ox компонента намагниченности m_x как бы обретает свободу в тем большей степени, чем это отклонение больше. При этом прецессия намагниченности, оставаясь эллиптической с большой осью эллипса в плоскости пленки, все же может достигать значительной амплитуды за счет свободы компоненты m_x . На частоте ферромагнитного резонанса и компонента m_z может также значительно возрасти за счет энергии, сообщаемой ей довольно большой компонентой m_x , так что эффект Фарадея может значительно возрасти.

Следует заметить, что именно такое увеличение эффекта Фарадея вблизи частоты ферромагнитного резонанса и наблюдается в экспериментах, описанных в работе [16], так что сделанное предположение о решающей роли компоненты поля вдоль оси Ox в формировании зависимости $U_{me}(\psi)$ можно считать довольно правдоподобным.

Заключение

В качестве первого этапа рассмотрена вспомогательная задача о падении продольной упругой волны на плоскую границу раздела двух сред с последую-

щим отражением. Показано, что при наклонном падении волны вблизи границы раздела присутствуют не только продольные, но и сдвиговые компоненты тензора деформаций.

Рассмотрена геометрия возбуждения упругих деформаций на поверхности пленки никеля путем воздействия света фемтосекундного лазера, сформированного в виде периодической решетки, создаваемой интерференцией двух лучей света. В такой геометрии получено выражение для плотности энергии магнитоупругого взаимодействия.

Показано, что в схеме эксперимента типа «накачка-зонд» решающую роль в формировании поворота плоскости поляризации света зондирующего лазера играют именно сдвиговые компоненты тензора деформаций в пленке никеля.

Из полного выражения для плотности энергии магнитоупругого взаимодействия выделены члены, ответственные за формирование зависимости поворота плоскости поляризации зондирующего света, от направления внешнего магнитного поля в плоскости пленки.

На примере некоторых вариантов соотношения величин сдвиговых компонент тензора деформаций выявлен резко анизотропный характер такой зависимости. Показано, что в интервале поворота поля от направления, параллельного интерференционным полосам, до направления, этим полосам перпендикулярного, зависимость на краях интервала стремится к нулю, а по удалении от краев возрастает, однако внутри интервала может иметь провал также до нуля.

Работа выполнена при финансовой поддержке за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 14-22-00279).

Литература

1. Beaurepaire E., Merle J.C., Daunois A., Bigot J.Y. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel. // Phys. Rev. Lett. 1996. V.76. №22. P.4250-4253.

2. Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order. // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V.82. №3. P.2731-2784.
3. Every A.G. Measurement of the near-surface elastic properties of solids and thin supported films. // *Meas. Sci. Technol. (Measurement Science and Technology)*. 2002. V.13. P.R21-R39.
4. Walowski J., Münzenberg M. Perspective: Ultrafast magnetism and THz spintronics. // *Journ. Appl. Phys.* 2016. V.120. №14. P.140901(16).
5. Bigot J.V., Vomir M. Ultrafast magnetization dynamics of nanostructures. // *Ann. Phys. (Berlin)*. 2013. V.525. №1-2. P.2-30.
6. Ka Shen, Bauer G.E.W. Laser-induced spatiotemporal dynamics of magnetic films. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V.115. №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. V.84. №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 gallenol thin films. // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V.103. №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. V.92. №2. P.020404(5).
10. Кабыченков А.Ф. Влияние светового поля на дисперсию магнитодипольных волн в ферромагнетиках. // *ЖТФ.* 1994. Т.64. №8. С.159-161.
11. 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.58. №6. С.1093-1098.

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. V.86. №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. V.90. №9. P.094401(8).

14. 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.

15. 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. V.9. №3. P.259-265.

16. 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. V.94. №2. P.024415(7).

17. 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. 6:29143. DOI: 10.1038/serp29143. www.nature.com/scientificreports. P.1-10.

18. 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. V.95. №6. P.060409(5).

19. 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. meta-conferences.org. P.1-2.

20. Maznev A.A., Every A.G. Time-domain dynamic surface response of an anisotropic elastic solid to an impulsive line force. // Int. J. Engng. Sci. 1997. V.35. №4. P.321-327.

21. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука. 1976.

22. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука. 1973.

23. 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.863-874.

24. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре. // Электронный "Журнал радиоэлектроники". 2013. №2. С.10. <http://jre.cplire.ru/jre/feb13/10/text.html>.

25. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре при ферромагнитном резонансе. // РЭ. 2014. Т.59. №5. С.482-497.

Ссылка на статью:

В.С.Власов, П.А.Макаров, В.Г.Шавров, В.И.Щеглов. 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>