

Магнитооптические эффекты

С. Н. Вдовичев

И. Д. Токман

Е. А. Караштин

Магнитооптические эффекты

Учебно-научный эксперимент. 2016 год.

Составители:

С. Н. Вдовичев, старший научный сотрудник ИФМ РАН, доцент кафедры «Физика наноструктур и наноэлектроника»

И. Д. Токман, старший научный сотрудник ИФМ РАН, доцент кафедры «Физика наноструктур и наноэлектроника»

Е. А. Караштин, научный сотрудник ИФМ РАН, старший преподаватель кафедры «Физика наноструктур и наноэлектроника»

В работе предлагается измерить петлю гистерезиса различных пленочных ферромагнитных наноструктур методами магнитооптики. Магнитооптический способ исследования магнитных свойств веществ является традиционным и одним из самых простых. Этот метод состоит в измерении поворота плоскости поляризации и изменения интенсивности линейно поляризованного света, проходящего или отражающегося от магнитного материала. На основе магнитооптических измерений можно определить многие важные магнитные характеристики образца: остаточную намагниченность, поле коэрцитивности магнитных структур и особенности процесса перемагничивания. Предлагается исследовать магнитные свойства тонких ферромагнитных пленок различных материалов, многослойных магнитных пленок, или решетки магнитных частиц.

Одобрено на заседании межфакультетской базовой кафедры

«Физика наноструктур и наноэлектроника»

Зав. каф., проф. д.ф.-м.н. З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН,
Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского

Магнитооптические эффекты

Аннотация

В работе предлагается измерить петлю гистерезиса различных пленочных ферромагнитных наноструктур методами магнитооптики. Магнитооптический способ исследования магнитных свойств веществ является традиционным и одним из самых простых. Этот метод состоит в измерении поворота плоскости поляризации и изменения интенсивности линейно поляризованного света, проходящего или отражающегося от магнитного материала. На основе магнитооптических измерений можно определить многие важные магнитные характеристики образца: остаточную намагниченность, поле коэрцитивности магнитных структур и особенности процесса перемагничивания. Предлагается исследовать магнитные свойства тонких ферромагнитных пленок различных материалов, многослойных магнитных пленок, или решетки магнитных частиц.

Цель работы: исследование процесса перемагничивания пленочных ферромагнитных наноструктур магнитооптическими методами.

Введение

Хранение информации — одно из активно развивающихся направлений современной физики магнитных явлений. Известно, что сопротивление многослойной магнитной структуры, состоящей из двух ферромагнитных пленок, разделенных тонким барьером (пленкой диэлектрика или металла нанометровой толщины) существенно зависит от взаимной ориентации намагниченности в слоях. Этот эффект можно пояснить следующим образом: общий ток, проходящий через первый ферромагнитный металлический слой, оказывается поляризованным по спине. В этом случае прохождение тока (рассеяние электронов) сильно зависит от направления намагниченности второго ферромагнитного слоя. Если намагниченности слоев сонаправлены, то рассеяние электронов меньше (и, соответственно, меньше сопротивление образца), чем в случае, когда намагниченности слоев противоположно направлены. Прикладывая внешнее магнитное поле можно управлять сопротивлением подобной магнитной структуры. С использованием этого магниторезистивного эффекта построены современные устройства считывания/записи информации. При наноструктурировании сред, обладающих магниторезистивным эффектом, появляется возможность создания энергонезависимых компьютерных чипов памяти — так называемой памяти со свободным доступом (MRAM). Но прежде чем создавать новые устройства, в которых используется спиновая электроника, необходима простая диагностика магнитных структур — определение остаточной намагниченности и поля коэрцитивности магнитных наноэлементов или ферромагнитных пленок, из которых они будут изготовлены. Магнитооптический способ исследования магнитных свойств веществ является традиционным и одним из самых простых. Этот метод состоит в измерении поворота плоскости поляризации и изменения интенсивности линейно поляризованного света, проходящего или отражающегося от магнитного материала.

Теория

Магнитооптические эффекты

Магнитооптическими эффектами называются эффекты изменения оптических свойств веществ под действием внешнего магнитного поля, а также зависимость оптических свойств веществ от их собственной (спонтанной) намагниченности. В этом разделе кратко изложен феноменологический подход в описании магнитооптических эффектов. Мы начнем с эффекта Фарадея.

Явление вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света, проходящего через продольно намагниченную среду, открытое Майклом Фарадеем в 1845 году и названное его именем, широко используется для исследования физических свойств веществ. Эффект Фарадея обусловлен круговым двупреломлением, т. е. различием показателей преломления волн с левой и правой циркулярной поляризацией, что вызывает поворот плоскости поляризации и появление эллиптичности линейно поляризованного света. В магнитоактивном кристалле угол поворота плоскости поляризации φ пропорционален намагниченности вещества M и длине пути света l в исследуемом образце:

$$\varphi = \rho M l, \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности ρ носит название константы Верде и неодинаков для разных оптических материалов. Сравнить намагниченность разных веществ по величине вращения плоскости поляризации, к сожалению, невозможно.

При рассмотрении механизма явления нужно рассчитать действие электромагнитной волны на излучающий электрон. Некоторые из явлений можно полно объяснить с помощью простой классической электронной теории (т.е. учитывая силу Лоренца, действующую на электрон в магнитном поле). При изучении движения электрона в поле световой волны обычно рассматривается лишь действие вектора \vec{E} , так как в формуле Лоренца

$$\vec{f} = q\vec{E} + \frac{q}{c}[\vec{v} \times \vec{H}]$$

второй член в v/c раз меньше первого. Но при истолковании эффекта Фарадея необходимо учесть действие на электрон внешнего поля \vec{H}_{ext} (поля в образце), которое во много раз больше напряженности магнитного поля электромагнитной волны. Следовательно, теперь уже нельзя пренебречь членом $\frac{q}{c}[\vec{v} \times \vec{H}_{ext}]$.

Эту задачу можно решать последовательными приближениями (используя то, что для оптических частот $\mu \approx 1$). В такой модели свободного электрона можно получить материальную связь между векторами напряженности и индукции электрического поля в волне в следующем виде:

$$\vec{D} = \epsilon\vec{E} + i[\vec{g}\vec{E}], \quad \vec{E} = \epsilon^{-1}\vec{D} + i[\vec{G}\vec{D}], \quad (2)$$

где \vec{g} и \vec{G} — векторы гирации и оптической активности соответственно.

Материальные соотношения (2) получены нами на основе модели свободного электрона. Эти соотношения можно получить в макроскопической теории на основе общих свойств тензора диэлектрической проницаемости, определяющего конкретные свойства материальных сред. (Будем считать, что $\hat{\mu}=1$, т.е. среда не гиромангнитная). Для случая изотропного ферромагнетика тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ в системе координат с осью z , направленной вдоль намагниченности \vec{M} можно представить в виде

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & i \cdot g & 0 \\ -i \cdot g & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Недиагональные компоненты тензора и определяют магнитооптические эффекты. В изотропных средах обычно: $g = \alpha \cdot M$ (недиагональные компоненты линейны по M) и $\epsilon_1 = \epsilon_0 + \beta \cdot M^2$, где α, β — константы, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость среды при $M = 0$. Таким образом, диагональные компоненты в линейном по M приближении от намагниченности не зависят, слагаемым βM^2 обычно пренебрегают по сравнению с линейными членами. В этом случае из (3) легко получить соотношения связи (2), полученные на основе простой электронной модели.

На основе уравнений Максвелла и материальных соотношений (2) или (3) можно получить формулы для эффекта Фарадея или Керра. Для случая нормального падения линейно поляризованной волны задачи на прохождение и отражение легко решаются. Если падение наклонное и в среде есть затухание, то задача становится более сложной, т.к. направление распространения волны и направление затухания не совпадают.

В качестве заключения к этому параграфу, приведем классификацию магнитооптических явлений. Магнитооптические эффекты разделяют на две группы:

- возникающие при прохождении света через намагниченное вещество: эффекты Фарадея, Коттона – Мутона (Фохта);
- проявляющиеся при отражении света от поверхности магнетика: эффекты Керра.

Эффекты Фарадея, Коттона – Мутона состоят во вращении плоскости поляризации и появлении эллиптичности при прохождении линейно поляризованного света через намагниченное вещество. В случае эффекта Фарадея, волновой вектор падающей волны \vec{k} параллелен вектору намагниченности \vec{M} , в случае эффекта Коттона – Мутона — $\vec{k} \perp \vec{M}$. Аналогично, в зависимости от направления намагниченности по отношению к плоскости падения световой волны и плоскости поверхности образца различают три вида эффекта Керра:

- полярный эффект Керра (ПЭК) — вектор \vec{M} лежит в плоскости падения света и перпендикулярен к границе среды;

- меридиональный эффект Керра (МЭК), вектор \vec{M} лежит в плоскости падения света и параллелен поверхности раздела;
- экваториальный эффект Керра (ЭЭК), вектор \vec{M} перпендикулярен плоскости падения света и параллелен поверхности раздела.

В случае ПЭК, МЭК (продольные явления) эффект заключается во вращении плоскости поляризации и появлении эллиптичности при отражении линейно поляризованного света от поверхности образца. Продольные эффекты и эффект Фарадея обусловлены различием показателей преломления право- и левосторонне поляризованного света в намагниченной среде. Эффект Коттона - Мутона возникает из-за различия показателей преломления двух линейно поляризованных компонент светового излучения, поляризованных параллельно и перпендикулярно намагниченности. ЭЭК наблюдается лишь в поглощающих материалах и проявляется в изменении интенсивности и сдвиге фазы линейно поляризованного света, отраженного от поверхности образца (по сравнению со случаем $\vec{M} = 0$). Все вышеперечисленные эффекты являются линейными по намагниченности.

Феноменологическое описание магнитооптических эффектов

В этом разделе кратко изложен математический формализм, соответствующий феноменологическому описанию магнитооптических эффектов. Оптические свойства среды определяются тензором ее диэлектрической проницаемости и тензором магнитной проницаемости. Сначала положим, что внешнее магнитное поле отсутствует и среда не обладает спонтанной намагниченностью. В этом случае тензор диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij}(\omega)$, устанавливающий линейную связь между компонентами индукции электрического поля $D_i(\omega)$ и компонентами напряженности электрического поля $E_j(\omega)$ монохроматической волны, распространяющейся в среде, дается соотношением:

$$D_i(\omega) = \varepsilon_{ij}(\omega) E_j(\omega) \quad (5)$$

Аналогичное соотношение имеет место для магнитных величин:

$$B_{ij}(\omega) = \mu_{ij}(\omega) H_j(\omega). \quad (6)$$

При записи (5) и (6) использованы общепринятые обозначения, которые будут использованы и далее (см., например, [1]).

Если на такую среду наложено внешнее однородное магнитное поле \mathbf{H} , то соответствующие тензоры становятся зависящими от поля \mathbf{H} и вместо (5) и (6) будем иметь:

$$D_i(\omega) = \varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{H}) E_j(\omega), \quad (7)$$

$$B_i(\omega) = \mu_{ij}(\omega, \mathbf{H}) H_j(\omega). \quad (8)$$

Если среда обладает спонтанной намагниченностью \mathbf{M} (будем полагать, что намагниченность однородна по объёму образца), то аналогично (7) и (8) имеют место соотношения:

$$D_i(\omega) = \varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{M}) E_j(\omega), \quad (9)$$

$$B_i(\omega) = \mu_{ij}(\omega, \mathbf{M}) H_j(\omega). \quad (10)$$

Именно зависимость тензоров ε_{ij} и μ_{ij} от \mathbf{H} или \mathbf{M} и обуславливает наличие магнитооптических эффектов. При этом, если имеет место (7) или (9), то среда называется *гироспектральной*, а если (8) или (10) — *гиромагнитной*. Для оптических частот у большинства веществ $\mu_{ij} = \delta_{ij}$ (δ_{ij} — символ Кронекера), поэтому существенны лишь соотношения (7) и (9), которые мы и будем рассматривать. Компоненты тензоров $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{H})$ и $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{M})$ удовлетворяют соотношениям:

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{M}) = \varepsilon_{ji}(\omega, -\mathbf{M}), \quad (11)$$

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{H}) = \varepsilon_{ji}(\omega, -\mathbf{H}), \quad (12)$$

являющимися следствием обобщённого принципа симметрии кинетических коэффициентов Онсагера [1,2]. В случае отсутствия поглощения средой энергии электромагнитной волны тензоры эрмитовы:

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{M}) = \varepsilon_{ji}^*(\omega, \mathbf{M}), \quad (13)$$

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{H}) = \varepsilon_{ji}^*(\omega, \mathbf{H}). \quad (14)$$

В качестве примера рассмотрим тензор диэлектрической проницаемости непоглощающей изотропной среды не обладающей спонтанной намагниченностью. Если на такую среду наложить магнитное поле, направленное по оси z (H_z), то в соответствии с (12) и (14) будем иметь:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xz}(\omega, H_z) &= \varepsilon_{zx}(\omega, H_z) = \varepsilon_{yz}(\omega, H_z) = \varepsilon_{zy}(\omega, H_z) = 0; \\ \operatorname{Re}(\varepsilon_{xx}(\omega, H_z)) &= \operatorname{Re}(\varepsilon_{yy}(\omega, H_z)) \neq \operatorname{Re}(\varepsilon_{zz}(\omega, H_z)); \\ \operatorname{Im}(\varepsilon_{xx}(\omega, H_z)) &= \operatorname{Im}(\varepsilon_{yy}(\omega, H_z)) = \operatorname{Im}(\varepsilon_{zz}(\omega, H_z)) = 0; \\ \varepsilon_{xx}(\omega, H_z) &= \varepsilon_{xx}(\omega, -H_z); \varepsilon_{yy}(\omega, H_z) = \varepsilon_{yy}(\omega, -H_z); \varepsilon_{zz}(\omega, H_z) = \varepsilon_{zz}(\omega, -H_z); \\ \operatorname{Re}(\varepsilon_{xy}(\omega, H_z)) &= \operatorname{Re}(\varepsilon_{yx}(\omega, H_z)) = 0; \operatorname{Im}(\varepsilon_{xy}(\omega, H_z)) = -\operatorname{Im}(\varepsilon_{yx}(\omega, H_z)); \\ \operatorname{Im}(\varepsilon_{xy}(\omega, H_z)) &= -\operatorname{Im}(\varepsilon_{xy}(\omega, -H_z)); \operatorname{Im}(\varepsilon_{yx}(\omega, H_z)) = -\operatorname{Im}(\varepsilon_{yx}(\omega, -H_z)). \end{aligned} \quad (15)$$

Если среда обладает спонтанной намагниченностью, направленной по оси z (M_z), то вместо формул (15) имеют место аналогичные формулы с заменой H_z на M_z ; ниже, если это не будет оговорено специально, такая замена будет всегда подразумеваться.

В достаточно слабых магнитных полях компоненты тензора ε_{ij} разлагаются по целым степеням H_z : так при $H_z \rightarrow 0$ можно полагать, что:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{zz}(\omega, H_z) &\approx \varepsilon_0(\omega), \\ \varepsilon_{xx}(\omega, H_z) &= \varepsilon_{yy}(\omega, H_z) \equiv \varepsilon_1(\omega, H_z) \approx \varepsilon_0(\omega) + \beta H_z^2, \\ \varepsilon_{xy}(\omega, H_z) &= -\varepsilon_{yx}(\omega, H_z) \equiv ig(\omega, H_z) \approx i\alpha H_z, \end{aligned} \quad (16)$$

$\varepsilon_0(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость среды в отсутствии магнитного поля. Таким образом, тензор диэлектрической проницаемости анизотропной непоглощающей среды при наложении на нее магнитного поля имеет вид:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_1(\omega, H_z) & ig(\omega, H_z) & 0 \\ -ig(\omega, H_z) & \varepsilon_1(\omega, H_z) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0(\omega) \end{pmatrix}. \quad (17)$$

В (17) все величины определены соотношениями (16), где α и β — величины, не зависящие от H_z .

Заметим, что определение компонент тензора диэлектрической проницаемости для какой-либо среды представляет собой задачу физической кинетики, которая решается для определенной физической модели среды. Простейшие случаи будут рассмотрены.

Но прежде мы установим, какие именно электромагнитные волны могут распространяться в среде, тензор диэлектрической проницаемости которой дается выражением (17). Рассмотрим плоскую гармоническую волну, распространяющуюся вдоль оси z . В комплексном виде компоненты электрического поля такой волны $E_{x,y}$ как функции координаты и времени записываются в стандартном виде:

$$E_{x,y}(z,t) = E_{x,y} \exp(-i(\omega t - k_z z)). \quad (18)$$

Как следует из (17), наличие магнитного поля проявляется уже в первом порядке по H_z . Следуя стандартной процедуре (см. [1,2]), легко получить:

$$k_z = \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0(\omega) \pm g(\omega, H_z)}, \quad (19)$$

$k_z > 0$ соответствует волне распространяющейся в положительном направлении оси z , а $k_z < 0$ — в отрицательном. Для определенности будем считать, что $k_z > 0$. В первом порядке по H_z из (19) получим два значения:

$$k_z^L \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0(\omega)} \left(1 + \frac{g(\omega, H_z)}{2\varepsilon_0(\omega)} \right), k_z^R \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0(\omega)} \left(1 - \frac{g(\omega, H_z)}{2\varepsilon_0(\omega)} \right). \quad (20)$$

При этом k_z^L соответствует левой круговой поляризации волны, т.е. в (18) $E_x^L = iE_y^L$, а k_z^R соответствует правой круговой поляризации волны, т.е. в (18) $E_x^R = -iE_y^R$. Заметим, что $\sqrt{\varepsilon_0(\omega)} = n_0(\omega)$ — коэффициент преломления среды в отсутствии магнитного поля. Из (20) следует, что волна с левой круговой поляризацией имеет коэффициент преломления

$$n^L(\omega, H_z) = n_0(\omega) + \frac{g(\omega, H_z)}{2n_0(\omega)}, \quad (21)$$

а волна с правой круговой поляризацией

$$n^R(\omega, H_z) = n_0(\omega) - \frac{g(\omega, H_z)}{2n_0(\omega)}. \quad (22)$$

Напомним, что соотношения (21) и (22) соответствуют условию

$$n_0(\omega) \gg g(\omega, H_z). \quad (23)$$

Как и ранее, везде ниже, индексы L и R обозначают тип круговой поляризации.

Представим себе, что вдоль оси z одновременно распространяются обе волны (L -поляризации и R -поляризации) с одинаковыми амплитудами. Рассмотрим плоскость, перпендикулярную оси z и пересекающую ось z в определенной точке. Видно, что колеблющийся суммарный вектор напряженности электрического поля лежит в этой плоскости, а его колебания линейно поляризованы. Плоскостью линейной поляризации при этом является плоскость, в которой лежат ось z и суммарный вектор напряженности. При переходе к другой плоскости, перпендикулярной оси z плоскость линейной поляризации поворачивается на некоторый угол. Используя (П.17) и (П.18) легко получить, что угол поворота плоскости поляризации на единицу длины вдоль оси z есть

$$\frac{\Phi}{l} = \frac{\omega g(\omega, H_z)}{2cn_0(\omega)}. \quad (24)$$

Из (16) следует, что в рассматриваемом нами приближении $\frac{\Phi}{l}$ пропорционален H_z .

Рассмотрим нормальное падение волны из вакуума на поверхность изотропной среды, занимающей полупространство. Среда находится в магнитном поле, перпендикулярном поверхности. Если падающая волна имеет L - (R -) поляризацию, то и отраженная и прошедшая (распространяющаяся в среде) волны будут иметь ту же самую L - (R -) поляризацию. При этом связь амплитуды падающей волны $E_0^{L(R)}$ с амплитудой волны отраженной $E_{omp}^{L(R)}$ и прошедшей $E_{np}^{L(R)}$ описывается формулами Френеля [1]:

$$E_{omp}^{L(R)} = \frac{1 - n^{L(R)}}{1 + n^{L(R)}} E_0^{L(R)}, \quad (25)$$

$$E_{np}^{L(R)} = \frac{2}{1 + n^{L(R)}} E_0^{L(R)}, \quad (26)$$

где $n^{L(R)}$ определены в (21) и (22).

Соотношения (25) и (26) позволяют исследовать нормальное падение линейно поляризованной волны из вакуума на рассматриваемую среду. Так, линейно поляризованную волну можно рассматривать как суперпозицию волн с L - (R -) поляризацией с равными амплитудами: $E_0^L = E_0^R$. Тогда из (25) и (26) следует, что отраженная волна будет иметь эллиптическую поляризацию. Причем большая ось эллипса лежит в той же плоскости, в которой лежит вектор электрического поля падающей линейно поляризованной волны, а отношение малой оси эллипса к большой равно:

$$\frac{g(\omega, H_z)}{n_0(\omega)(n_0^2(\omega) - 1)}. \quad (27)$$

Прошедшая волна также будет иметь эллиптическую поляризацию с соотношением малой оси эллипса к большой равным:

$$\frac{g(\omega, H_z)}{2n_0(\omega)(n_0(\omega)+1)}. \quad (28)$$

По мере распространения этой прошедшей волны, оси эллипса, характеризующие ее поляризацию, поворачиваются, а угол поворота на единицу длины в точности описывается выражением (24).

Напомним, что все предыдущее рассмотрение проводилось для непоглощающей среды. Продолжим такое рассмотрение, но обратимся к практически интересному случаю, когда среда занимает не полупространство, а представляет пластину толщиной d , помещенную в магнитное поле, перпендикулярное пластине. Пусть на пластину перпендикулярно ее поверхности падает линейно поляризованная волна. Как и раньше, oz — ось, вдоль которой распространяется волна; пусть падающая волна поляризована вдоль оси x . Если бы магнитное поле отсутствовало, то имели бы место следующие соотношения между амплитудами электрического поля падающей волны E_x , отраженной волны E_x^{omp} и прошедшей через пластину волны E_x^{np} :

$$E_x^{omp} = E_x \frac{(1-n_0^2) + (n_0^2-1)\exp(i2kn_0d)}{(1+n_0)^2 - (1-n_0)^2 \exp(i2kn_0d)}, \quad (29)$$

$$E_x^{np} = E_x \frac{4n_0}{((1+n_0)^2 - (1-n_0)^2 \exp(i2kn_0d))\exp(ik(1-n_0)d)}.$$

В (П.24) $n_0 \equiv n_0(\omega)$, k — волновое число электромагнитной волны в вакууме. Очевидно, что падающая, отраженная и прошедшая волны линейно поляризованы в одной и той же плоскости. Громоздкие выражения (29) легко вывести, следуя [1].

При наличии же магнитного поля, перпендикулярного поверхности пластины, и падающей перпендикулярно пластине *циркулярно поляризованной* электромагнитной волны отраженная от пластины и прошедшая через пластину волны будут иметь ту же самую поляризацию, что и падающая волна (это вполне аналогично рассмотренному выше случаю отражения волны от полупространства). Причем будут иметь место соотношения между амплитудами падающей волны $E_0^{R(L)}$, отраженной волны $E_{omp}^{R(L)}$, прошедшей через пластину волны $E_{np}^{R(L)}$, аналогичные (29): надо лишь в правых частях формул (29) сделать замену $n_0 \rightarrow n^{R(L)}(\omega, H_z)$. Полученные таким образом формулы позволяют в принципе решить задачу об отражении и прохождении через пластину линейно поляризованной волны, так как падающую линейно поляризованную волну можно представить в виде суперпозиции L и R поляризованных волн равной амплитуды, распространяющихся независимо друг от друга. Так как $n^L(\omega, H_z) \neq n^R(\omega, H_z)$, то прошедшая и отраженная волны будут, вообще говоря, иметь эллиптическую поляризацию (конец вектора напряженности электрического поля волны будет описывать эллипс, лежащий в плоскости

перпендикулярной направлению распространения волны, причем ни одна из осей эллипса, в общем случае, не будет лежать в плоскости поляризации падающей линейно поляризованной волны). Так как такое поведение обусловлено именно неравенством показателей преломления двух циркулярно поляризованных волн, то очевидно, что физической причиной этого является воздействие магнитного поля на среду.

Классическая модель гироэлектрической среды

Рассмотрим простую модель гироэлектрической среды: среда представляет собой набор невзаимодействующих идентичных заряженных линейных осцилляторов, имеющих *исчезающе малое затухание*. Среда помещена в постоянное магнитное поле H_z , направленное вдоль оси z . Выясним диэлектрические свойства такой среды при воздействии на нее однородного гармонического электрического поля.

Сначала запишем уравнения движения для одного осциллятора:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = \frac{e}{m} E_{0x} \exp(-i\omega t) + \frac{eH_z}{mc} \frac{dy}{dt}, \quad (30)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} + \omega_0^2 y = \frac{e}{m} E_{0y} \exp(-i\omega t) - \frac{eH_z}{mc} \frac{dx}{dt}, \quad (31)$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \omega_0^2 z = \frac{e}{m} E_{0z} \exp(-i\omega t). \quad (32)$$

В этих уравнениях x, y, z — координаты осциллятора, e — заряд осциллятора, m — его масса, ω_0 — собственная частота осциллятора, E_{0x}, E_{0y}, E_{0z} — компоненты вектора амплитуды напряженности гармонического электрического поля, ω — частота гармонического электрического поля, c — скорость света.

Мы будем искать частное решение системы (30)-(32), соответствующее гармонической зависимости от времени величин x, y, z . Это решение описывает вынужденные гармонические колебания, которые установятся по прошествии времени, значительно превышающего характерные времена затухания. Заметим, что характерные времена затухания мы полагаем достаточно большими, так как само затухание полагаем исчезающе малым (и потому не учтенным в (30)-(32)). Искомое решение системы (30)-(32) будет иметь вид:

$$x = \alpha_{xx} E_{0x} \exp(-i\omega t) + \alpha_{xy} E_{0y} \exp(-i\omega t), \quad (33)$$

$$y = \alpha_{yy} E_{0y} \exp(-i\omega t) + \alpha_{yx} E_{0x} \exp(-i\omega t), \quad (34)$$

$$z = \alpha_{zz} E_{0z} \exp(-i\omega t). \quad (35)$$

Подставив (33)-(35) в (30)-(32), найдем:

$$\alpha_{xx} = \alpha_{yy} = \frac{e}{m} \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)}{((\omega_0^2 - \omega^2) - 4\omega^2 \omega_L^2)}, \quad (36)$$

$$\alpha_{xy} = -\alpha_{yx} = i \frac{e}{m} \frac{2\omega \omega_L}{((\omega_0^2 - \omega^2) - 4\omega^2 \omega_L^2)}, \quad (37)$$

$$\alpha_{zz} = \frac{e}{m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (38)$$

В (36) и (37) $\omega_L = \frac{eH_z}{2mc}$ — ларморова частота [3,4].

Легко видеть, что $(e \cdot x), (e \cdot y), (e \cdot z)$ — компоненты электрического дипольного момента отдельного осциллятора (этот гармонически изменяющийся с течением времени момент возникает под действием гармонического электрического поля). Тем самым, легко вычислить компоненты вектора электрической поляризации [1] рассматриваемой нами среды, введя концентрацию осцилляторов N . Это позволяет получить явные выражения для компонент тензора диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon_{xx}(\omega, H_z) = \varepsilon_{yy}(\omega, H_z) = 1 - \frac{4\pi e^2 mc^2 N (\omega^2 - \omega_0^2)}{(m^2 c^2 (\omega^2 - \omega_0^2)^2 - e^2 \omega^2 H_z^2)}, \quad (39)$$

$$\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = i \frac{4\pi e^3 c \omega H_z}{(m^2 c^2 (\omega^2 - \omega_0^2)^2 - e^2 \omega^2 H_z^2)}, \quad (40)$$

$$\varepsilon_{zz} = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m(\omega^2 - \omega_0^2)}. \quad (41)$$

Используя (39)-(41), нетрудно получить соотношения (16) справедливые при слабых полях H_z . Заметим, что полагая в (39)-(41) $\omega_0 \rightarrow 0$ и считая, что e и m — заряд и масса электрона, мы получаем выражения совпадающие с выражением для вклада электронов в тензор диэлектрической проницаемости бесстолкновительной холодной плазмы [3].

Эксперимент

Методика наблюдения доменной структуры при помощи эффекта Фарадея

В работе предлагается исследовать поведение доменной структуры $Y_3Fe_5O_{13}$ пластины во внешнем магнитном поле. (Одним из применений подобных пленок на сегодняшний день является визуализация неоднородного магнитного поля, например, с их помощью можно определить положение абрикосовского вихря в сверхпроводящей пленке). Работа проводится на микроскопе Люмам-8 с источником поляризованного света. Наблюдение производится по схеме, изображенной на рисунке 1, где П — поляризатор, А — анализатор и О — окуляр микроскопа.

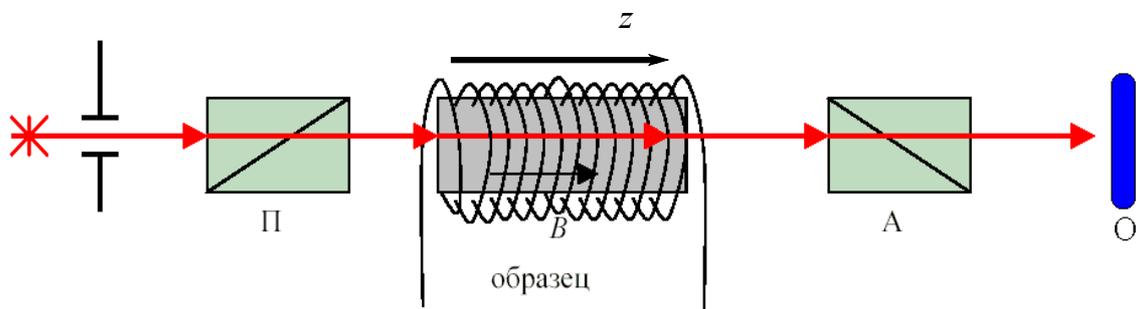


Рис. 1. Схема проведения эксперимента.

Ферромагнитная пленка $Y_3Fe_5O_{13}$ обладает одноосной анизотропией с осью легкого намагничивания, перпендикулярной поверхности пластины. В подобных пленках образуется лабиринтная или полосовая доменная структура — намагниченность в доменах направлена вдоль или против оси Oz , перпендикулярной поверхности пленки.

Белый свет источника, проходя через поляризатор, становится линейно поляризованным и падает на образец ($\vec{k} \parallel Oz$, $\vec{k} \parallel \vec{M}$). Проходя через магнитный образец, свет испытывает вращение плоскости поляризации. Угол поворота прямо связан с ориентацией намагниченности в отдельных доменах — при прохождении света через домены с противоположными направлениями намагниченности плоскость поляризации повернется в разные стороны. Анализатор можно разместить таким образом, что в определенном положении он будет гасить свет, проходящий через домены с одним направлением намагниченности, и пропускать свет, проходящий через домены с противоположным направлением намагниченности. Например, если ось анализатора лежит в плоскости поляризации света, прошедшего через домены с направлением намагниченности по оси Oz , то свет пройдет через анализатор без затухания. В то же время, свет, проходящий через домены с противоположной намагниченностью, будет ослабляться анализатором, и соответствующие домены будут выглядеть более темными. В результате, изображение доменной структуры будет представлять собой систему темных и светлых областей, соответствующих различным доменам

(см. рис. 2а). В исследуемых пленках домены имеют ширину около 10 мкм, и они отчетливо видны при усилении 100^{\times} . В стандартных пленках феррит-гранатов толщиной 5–10 мкм угол поворота плоскости поляризации может достигать нескольких градусов (в зависимости от длины волны света), что и позволяет наблюдать доменную структуру в окуляре поляризационного микроскопа. Если образец поместить в однородное внешнее магнитное поле, пропуская постоянный ток через катушку (или поднося постоянный магнит), размер доменов изменится. С увеличением внешнего поля домены с намагниченностью, сонаправленной с полем, станут расширяться, а с противоположным направлением намагниченности — сужаться. Когда величина магнитного поля достигнет величины поля насыщения, доменная структура исчезнет совсем.

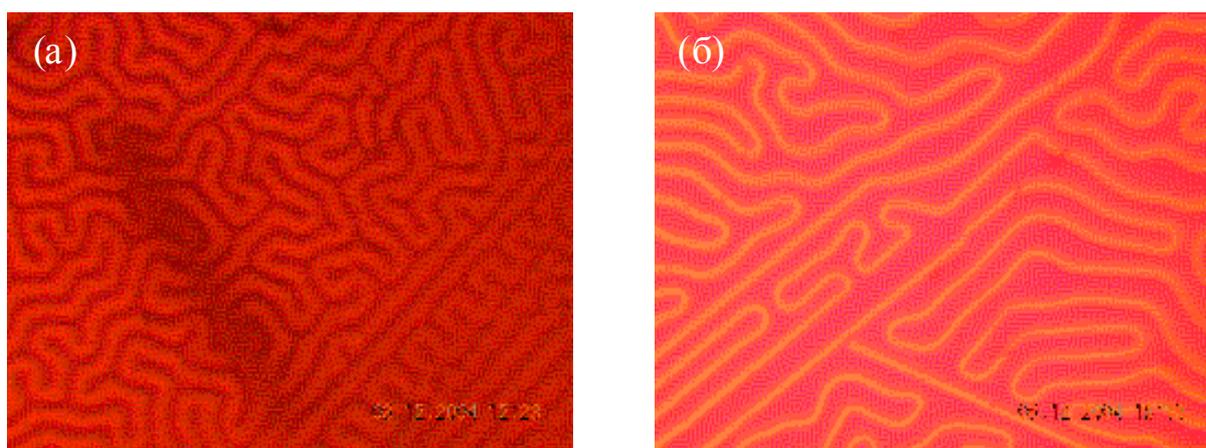


Рис. 1. Картина доменной структуры пленки $Y_3Fe_5O_{13}$. (а) внешнее поле равно 0, (б) величина поля порядка 30 Э.

Измерение кривой намагничивания и петли гистерезиса можно провести в автоматическом режиме, т. к. изменение соотношения площадей «темных» и «светлых» доменов приводит к изменению интенсивности света, проходящего через оптическую систему, что можно измерить с помощью фотоприемника.

Методика наблюдения магнитных свойств пленочных структур при помощи эффекта Керра

Экспериментальный стенд для исследования кривой намагничивания при помощи эффекта Керра

Схема экспериментального стенда для исследования кривой намагничивания и петли гистерезиса магнитных наноструктур представлена на рис. 3.

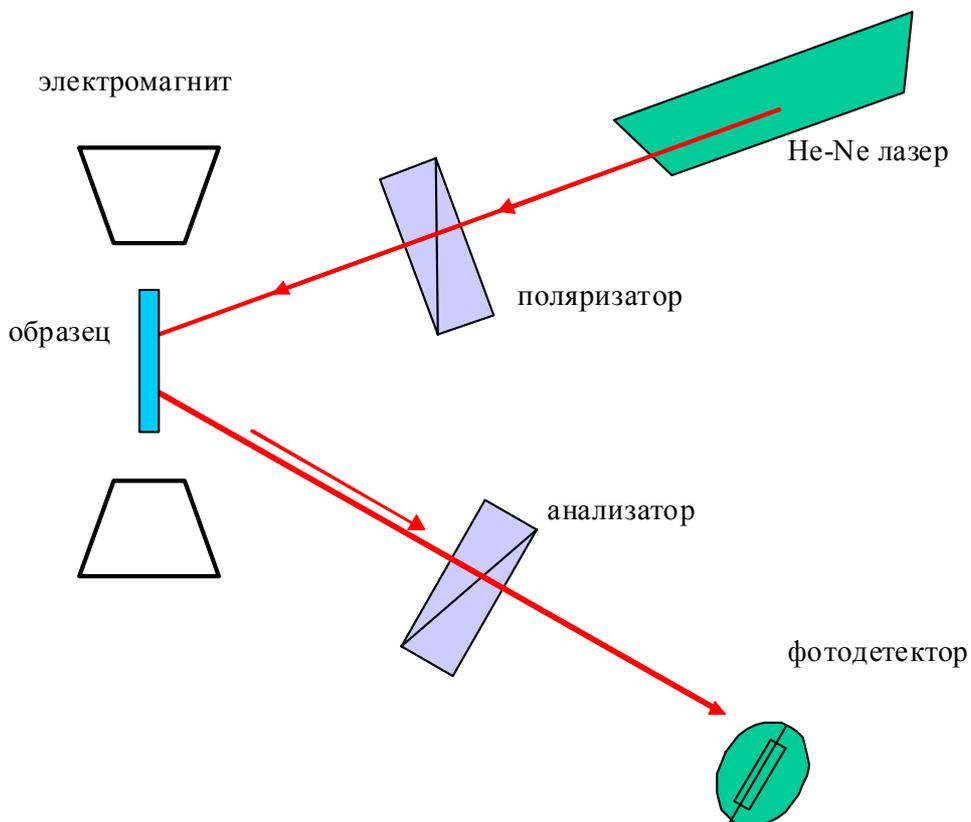


Рис. 3. Схема эксперимента.

Исследуемая структура на специальном держателе помещается между полюсами электромагнита таким образом, чтобы магнитное поле было направлено вдоль поверхности пленки. Электромагнит позволяет получать однородное магнитное поле величиной до 3 кЭ (при протекающем через него токе 60 А). В эксперименте используется стабилизированный *He-Ne* лазер мощностью около 1 мВт. Лазер излучает в видимом диапазоне, длина волны $\lambda = 0,63$ мкм (красный свет), излучение линейно поляризовано (поляризатор необходим для согласования плоскости поляризации с плоскостью образца, что повышает чувствительность измерений). При отражении лазерного пучка от образца происходит поворот плоскости поляризации света, определяемый направлением намагниченности образца. Отраженный луч, проходя через анализирующий поляризатор (анализатор), попадает на фотоприемник. В качестве приемника служит фоторезистор, сопротивление которого зависит от интенсивности светового потока (и не зависит от поляризации). Стенд предназначен для исследования металлических магнитных наноструктур, когда угол поворота плоскости

поляризации составляет 10^{-4} – 10^{-1} градуса. В эксперименте используется схема скрещенных поляризаторов, т. е. после прохождения анализатора интенсивность света очень мала (много меньше интенсивности падающего излучения), что позволяет измерять малые сигналы. Поясним такой выбор схемы экспериментальной установки.

Напомним, что зависимость интенсивности света I , прошедшего через линейный анализатор, от угла φ между плоскостью поляризации падающего на него линейно поляризованного света и осью анализатора, описывается законом Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi,$$

где I_0 — интенсивность падающего на анализатор света. Необходимо подобрать значение угла φ , оптимальное для наблюдения магнитооптических эффектов. Ясно, что если в этом случае выбрать «скрещенное» положение анализатора по отношению к поляризатору ($\varphi = 90^\circ$), интенсивность отраженного света при отсутствии вращения плоскости поляризации должна обратиться в нуль, что является оптимальным для детектирования небольшого по величине поворота плоскости поляризации при отражении света. Однако при углах $\varphi \rightarrow 90^\circ$ закон Малюса перестает выполняться. Эти отклонения, обусловленные неидеальностью поляризаторов и деполяризующими свойствами исследуемых образцов, проявляются, прежде всего, в том, что при $\varphi = 90^\circ$ интенсивность света, проходящего через анализатор, оказывается отличной от нуля даже для ненамагниченного образца. В общем случае при учете поляризационного несовершенства оптической схемы закон Малюса можно записать в виде

$$I = I_0 (\cos^2 \varphi + \xi \sin^2 \varphi). \quad (42)$$

Теперь при $\varphi = 90^\circ$ интенсивность проходящего через анализатор света оказывается равной $I = I_0 \xi$. Параметр ξ называется параметром экстинкции, его реально достижимые значения лежат в диапазоне 10^{-4} – 10^{-5} . Оказывается, что для малых ξ максимальное значение параметра сигнал/шум достигается при $\varphi_0 = 90^\circ - \sqrt{\xi}$.

Если это значение угла подставить в выражение (42) для обобщенного закона Малюса и учесть $\xi \ll 1$, то получается простое, наглядное и практически важное соотношение

$$I = 2I_0 \xi. \quad (43)$$

Таким образом, максимальная чувствительность измерений достигается, когда интенсивность проходящего света вдвое превосходит интенсивность света при «скрещенном» положении анализатора (стоит отметить, что при $\xi \rightarrow 1$ оптимальной поляризационной геометрией становится 45-градусная).

Измерение петли гистерезиса решетки ферромагнитных частиц кобальта

В сущности, во всех объемных магнитных материалах существуют магнитные домены. Одними из наиболее важных следствий нанометрового структурирования магнетика является подавление образования доменов и появление анизотропии формы. В частности, хорошо известно, что если размер ферромагнитной частицы меньше некоторого критического, сравнимого с обменной длиной, то распределение намагниченности в ней однородно. Такие частицы получили название однодоменных, и их характерный размер составляет несколько десятков нанометров. Конкуренция магнитостатического и обменного взаимодействий ведет к тому, что с увеличением размера частицы многодоменное (или вихревое) состояние становится энергетически более выгодным. Используя анизотропию формы (изменяя геометрию частиц), можно управлять основным состоянием намагниченности наномангнита. Это позволяет изготавливать частицы с заданным распределением намагниченности, в том числе и однородным, даже если размеры магнитной частицы не по всем направлениям сравнимы с обменной длиной. Вышеописанные свойства наномангнитов и определяют возможности их использования в различных приложениях.

В работе предлагается исследовать процессы перемагничивания периодической решетки микронных частиц кобальта, обладающих анизотропией формы.

На рис. 4 представлена фотография решетки частиц кобальта. Частицы имеют форму ромба, размеры диагоналей ромба 1,5 и 7 мкм, толщина частиц 20 нм. Подобные периодические структуры предстают дифракционными решетками для световых волн. (Если период неоднородности несколько микрон, то это решетка для оптического диапазона, если 10–100 нм, то для рентгеновского диапазона).

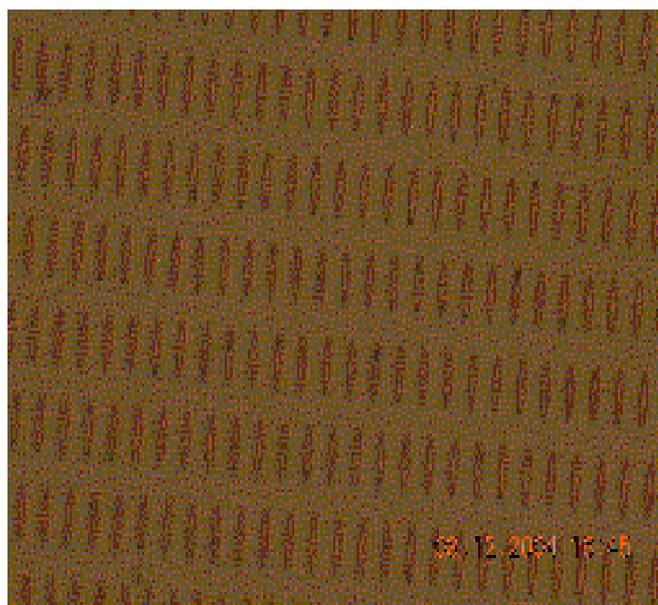


Рис. 4. Периодическая решетка частиц Co.

Широко исследованы магнитные дифракционные решетки с плоской границей, образованные периодической намагниченностью материала (т. н. полосовая магнитная структура, в отличие от лабиринтной структуры, представленной на рис. 2). В этом случае пленка предстает как фазовая решетка, т. к. в зависимости от ориентации намагниченности вращение плоскости поляризации при прохождении линейно поляризованного света происходит в разные стороны. Углы дифракции света на доменной структуре при нормальном падении света определяются по формуле: $\sin\theta = n\lambda/d$, где λ — длина волны света, d — период доменов, $n = 0, \pm 1, \dots$ (как для обычной дифракционной решетки). По положению дифракционных максимумов можно определить период доменной структуры.

Рельефная металлическая периодическая поверхность также является дифракционной решеткой, и ее свойства хорошо изучены. Исследуемый образец соединяет в себе эти два типа решеток — рельефную и магнитную. В этом случае по зеркально отраженному лучу можно получить информацию о средней намагниченности образца (интегральные измерения). Если измерять петлю гистерезиса в дифракционных максимумах, то можно получить информацию не только о средней намагниченности образца, но и о распределении намагниченности в частицах. Необходимо отметить, что на сегодняшний день теория магнитооптических эффектов в дифракционных максимумах еще не сформировалась; существуют, в основном, лишь качественные рассуждения.

Измерение петли гистерезиса многослойных ферромагнитных пленок

Как уже говорилось, сопротивление многослойной магнитной структуры, состоящей из двух ферромагнитных пленок, разделенных барьером, может сильно зависеть от взаимной ориентации намагниченности в слоях. Для получения магниторезистивного эффекта, необходимо, во-первых, чтобы в каждом из слоев однородное состояние было основным. Во-вторых, состояния, когда коллинеарные векторы намагниченности двух ферромагнитных слоев одинаково или противоположно направлены, должны быть устойчивыми.

Обычно для пленок ферромагнетика толщиной в единицы нанометров петля гистерезиса близка к прямоугольной, характеризуемой близким к единице отношением остаточной намагниченности к намагниченности насыщения. Т.е. распределение намагниченности в тонких (сверхтонких) пленках является практически однородным. Также известно, что с увеличением толщины ферромагнитной пленки (в диапазоне 1–10 нм) увеличивается поле коэрцитивности пленок. Таким образом, образец, состоящий из двух ферромагнитных пленок одного материала, но разной толщины, удовлетворяет необходимым условиям. По результатам измерения меридионального эффекта Керра в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля можно судить о поведении намагниченности в таком образце в зависимости от поля и, в частности, о возможности реализации в нем устойчивых ферро- и антиферромагнитных состояний.

Измерение петли гистерезиса ферромагнитных пленок с перпендикулярной анизотропией

Ферромагнитные пленки с анизотропией типа "легкая ось", которые в отсутствие поля намагничены перпендикулярно плоскости поверхности, представляют интерес как с точки зрения создания устройств памяти с высокой плотностью записи информации, так и в связи с возможностями изготовления на их основе искусственных неоднородно намагниченных систем с большими значениями градиента намагниченности. Одной из систем, в которых реализуется анизотропия типа "легкая ось", является многослойная структура, состоящая из тонких (толщина менее 1 нм) слоев кобальта, разделенных платиновыми прослойками. Магнитные свойства таких пленок могут быть определены по полярному эффекту Керра. Схема такого эксперимента приведена на рис. 5. В

отличие от стенда для измерения меридионального эффекта Керра, здесь магнитное поле прикладывается перпендикулярно плоскости образца. При этом свет падает на образец почти по нормали (отклонение составляет около 5 градусов и необходимо для физического размещения источника и детектора).

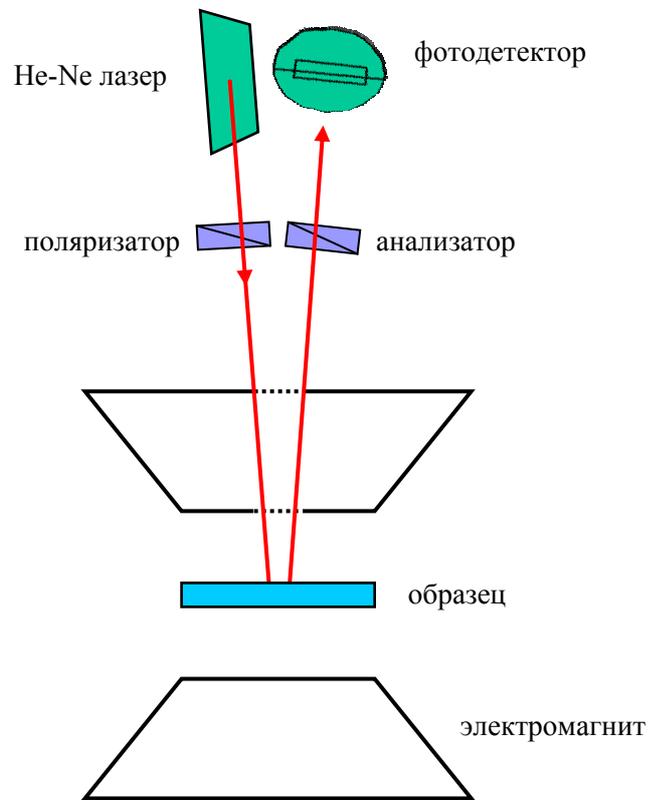


Рис. 5. Схема установки для измерения полярного эффекта Керра

Задания для студентов

В рамках эксперимента возможно выполнение одной из трех работ:

- Исследование процесса перемагничивания пленки феррит-граната, обладающей лабиринтной доменной структурой.
- Измерение петли гистерезиса микронных частиц кобальта, обладающих анизотропией формы.
- Измерение особенностей перемагничивания многослойной магнитной структуры, состоящей из двух ферромагнитных пленок, разделенных тонким барьером диэлектрика.
- Измерение особенностей перемагничивания многослойной магнитной структуры с анизотропией типа "легкая ось".

Задания по работе «Исследование процесса перемагничивания пленки феррит-граната, обладающей лабиринтной доменной структурой»

1. Ознакомиться с принципами работы на микроскопе Люмам-8 с источником поляризованного света.
2. Измерить петлю гистерезиса для доменной структуры $Y_3Fe_5O_{13}$.

Задание по работе «Измерение петли гистерезиса микронных частиц кобальта, обладающих анизотропией формы»

1. Ознакомиться с принципами работы экспериментального стенда магнитооптических измерений.
2. Исследовать кривую намагничивания в зеркально отраженном луче. Измерить петлю гистерезиса для двух направлений внешнего магнитного поля — вдоль длинной и короткой осей частиц.
3. Исследовать кривую намагничивания в дифракционных максимумах. Определить по положению дифракционных максимумов периоды решетки частиц. Во внешнем магнитном поле, приложенном вдоль длинной и короткой осей частиц, измерить петлю гистерезиса в дифракционных максимумах (± 1 -ом максимумах, как в плоскости падения, так и в плоскости перпендикулярной ей). Сравнить результаты измерений в зеркально отраженном луче (0-ой максимум) и дифракционных максимумах.

Задания по работе «Измерение особенностей перемагничивания многослойной магнитной структуры, состоящей из двух ферромагнитных пленок, разделенных тонким барьером диэлектрика»

1. Ознакомиться с принципами работы экспериментального стенда магнитооптических измерений.
2. Измерить петлю гистерезиса и определить поле коэрцитивности для ферромагнитных пленок кобальта различной толщины. По экспериментальным результатам оценить глубину проникновения красного света в кобальт.
3. Измерить петлю гистерезиса от двухслойной магнитной структуры.

Задания по работе «Измерение особенностей перемагничивания многослойной магнитной наноструктуры с анизотропией типа "легкая ось"»

1. Ознакомиться с принципами работы экспериментального стенда магнитооптических измерений.
2. Измерить петлю гистерезиса и определить поле коэрцитивности для многослойных структур [Co/Pt] с различными количеством периодов и толщиной слоя кобальта.

Контрольные вопросы

- Дать определение магнитооптических эффектов и объяснить природу их существования.
- Используя модель свободного электрона, получить материальную связь между векторами напряженности и индукции электрического поля в волне в ферромагнитном веществе при больших частотах (т.е. учитывая силу Лоренца, действующую на электрон в магнитном поле, получить выражение (2) связывающее \vec{D} и \vec{E} , решая задачу методом последовательных приближений и используя то, что для оптических частот $\mu \approx 1$, по аналогии с задачей о диэлектрической проницаемости при больших частотах).
- Зависит ли величина магнитооптических эффектов от длины волны, угла падения и поляризации падающего света?
- Определить глубину проникновения света с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм в среду Ni со следующими значениями компонент тензора диэлектрической проницаемости: $\varepsilon_0 = \varepsilon_1 = 3,4 - i 4,2$, $ig = 0,032 - i 0,03$.
- Вывести обобщенную формулу Френеля с учетом недиагональных компонент ε в геометрии, отвечающей эксперименту.

Литература

1. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц* Теоретическая физика, Т. 8., М.: Наука (2001).
2. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц* Теоретическая физика, Т. 5., М.: Наука (2001).
3. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц* Теоретическая физика, Т. 10., М.: Наука (2007).
4. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц* Теоретическая физика, Т. 2., М.: Наука (2012).
5. *Д. В. Сивухин* Оптика, М.: Наука (1985).
6. Физика твердого тела. Лабораторный практикум под ред. А. Ф. Хохлова, Т. 2. Н. Новгород, ННГУ (2000).
7. *Г. С. Кринчик* Физика магнитных явлений, МГУ (1976).
8. *Е. Б. Александров, В. С. Запасский* Лазерная магнитная спектроскопия, М.: Наука (1986).
9. *А. К. Звездин, В. А. Котов* Магнитооптика тонких пленок, М.: Наука (1988).

Магнитооптические эффекты

Составители:

Вдовичев Сергей Николаевич

Токман Иосиф Давыдович

Караштин Евгений Анатольевич

Филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
Институт физики микроструктур Российской академии наук
603087, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7.

Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.

Межфакультетская базовая кафедра
«Физика наноструктур и наноэлектроника»

Формат 60x84 1/16

2016 год