

О НАБЛЮДЕНИИ КРИВЫХ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК ЛАЗЕРНЫМ МЕТОДОМ

И. А. Андропова, Е. А. Кузатова

УДК 538.614 : 539.216.2

Предложен и реализован метод наблюдения кривых перемагничивания прозрачных пленок феррогранатов с помощью кольцевого He—Ne лазера на 3.39 мкм. Пленки размещаются в резонаторе лазера на пути лучей. В методе используется взаимное влияние намагниченности образца на разность частот встречных волн, возникающую вследствие эффекта Фарадея в объеме образца. Предложенная методика позволила наблюдать кривые перемагничивания в малых объемах, определяемых толщиной пленки (1—5 мкм) и сечением лазерного луча ($\sim 10^{-4}$ см²), кроме того, определять положение оси легкого намагничивания в объеме и на поверхности.

Оптические методы исследования магнитных пленок известны в литературе [1–3] и связаны с наблюдением изменения интенсивности и поляризации света, отраженного или прошедшего через ферромагнетик при наложении магнитного поля.

Лазерный метод исследования ферромагнитных пленок использует взаимное влияние намагниченности на фазы встречных волн кольцевого лазера, отраженных или прошедших через образец. Взаимное изменение фазы приводит в лазере к изменению разности частот встречных волн, зависимость которой от магнитного поля содержит информацию о перемагничивании. В литературе опубликованы результаты [4] по использованию лазера с линейной поляризацией волн для измерения поверхностных магнитных эффектов, связанных с экваториальным эффектом Керра при отражении. В настоящей работе предложен лазерный метод измерения объемных эффектов, возникающих вследствие эффекта Фарадея в объеме образца в случае, когда проходящие через образец встречные волны поляризованы циркулярно или эллиптически, а направление вращения вектора электрического поля в пространстве различно по отношению к направлению магнитного поля.

Цель работы — описать предложенный метод и изложить результаты исследований, проведенных с его помощью для отбора гранатовых магнитных пленок с намагниченностью в плоскости пленки. Такие пленки применяются для создания магнитных зеркал, используемых в лазерных гироскопах [4]. Наблюдение кривых перемагничивания указанных пленок при их различной ориентации относительно направления приложенного магнитного поля позволило проанализировать процессы перемагничивания в пленках, определить поле насыщения и положение оси легкого намагничивания в пространстве.

Перейдем к описанию эксперимента. На опыте наблюдение эффекта Фарадея проводилось для случая, когда вектор магнитного поля расположен в плоскости пленки перпендикулярно плоскости падения, что соответствовало экваториальной конфигурации. В традиционном методе это аналогично наблюдению кривых перемагничивания в направлении, перпендикулярном приложенному полю.

Исследуемые образцы представляли собой двухслойную структуру, содержащую немагнитную подложку из галлий-гадолиниевого граната толщиной ~ 1 мм с нанесенным на нее с помощью жидкофазной эпитаксии пленкой же-

лезю — висмутсодержащего граната толщиной 3—5 мкм. Эксперименты проводились с помощью кольцевого He—Ne лазера ($\lambda = 3.39$ мкм), в резонатор которого помещались на пути лучей исследуемые образцы. Выбор длины волны обусловлен большим усилением лазера и возможностью помещать в лазер магнитные пленки с потерями до 50 % по мощности. Изменение угла падения на магнитную пленку в таком лазере существенно не снижало мощности генерации. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Кольцевой лазер смонтирован на основе треугольного резонатора с периметром 80 см. Газоразрядная трубка 1 с брестеровскими окнами была наполнена смесью изотопов неона $Ne^{20} : Ne^{22} - 60\% : 40\%$ при соотношении He : Ne — 7 : 1 при общем давлении 1.9 мм рт. ст. Начальное расщепление частот встречных волн (~ 100 кГц), необходимое для работы с частотным детектором, создавалось с помощью фазового невзаимного элемента фарадеевского типа 2, содержащего фарадеевский вращатель между двумя четвертьволновыми пластинами, оси которых развер-

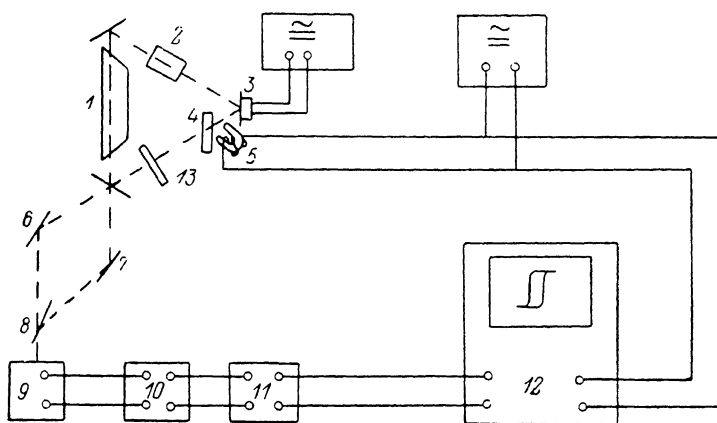


Рис. 1.

нуты на 90° . Плавное изменение периметра резонатора проводилось изменением напряжения на пьезоцилиндре 3, на котором было укреплено одно из зеркал лазера. Собственные поляризации волн в лазере в одних экспериментах были линейными, в других — близкие к круговым. Переход от линейных поляризаций к эллиптическим проводился за счет размещения в лазере пластинки $\lambda/4$, ось которой была ориентирована под углом 45° к плоскости резонатора. Исследуемая гранатовая пленка 4 располагалась в резонаторе на пути луча. Она помещалась в держатель и могла вращаться относительно оси, перпендикулярной пленке, а также устанавливаться под разными углами падения γ к лучу, оставаясь перпендикулярной к плоскости резонатора. Для наложения постоянного и переменного магнитных полей (частота 200 Гц) исследуемую пленку помещали в зазор электромагнита 5. Интерференция встречных волн на выходе лазера создавалась с помощью двух глухих зеркал 6, 7 и делительной пластины 8. С выхода интерферометра сигнал подавался на фотоприемник из антимонида индия 9, охлаждаемый жидким азотом, затем поступал на усилитель 10 и частотный детектор (ЧД) 11, напряжение на выходе которого пропорционально частоте входного сигнала, т. е. разности частот встречных волн кольцевого лазера. С выхода ЧД напряжение подводилось к вертикальным пластинам осциллографа 12, на горизонтальные пластины которого подавалось напряжение, пропорциональное приложенному к пленке переменному магнитному полю. Получаемая таким образом на экране осциллографа фигура Лиссажу имела вид петли гистерезиса,¹ величина и форма которой зависела от положения пластинки и от поляризации встречных волн лазера.

¹ Используемый частотный детектор позволял проводить наблюдение кривых перемагничивания на частотах от 0 до 2 кГц.

Для определения положения легкой оси и характера перематничивания гранатовых пленок, у которых ось легкой намагничивания расположена параллельно поверхности, пленки помещались в кольцевой лазер, собственные поляризации которого близки к линейным при наблюдении эффекта Керра и к круговым при наблюдении эффекта Фарадея. В последнем случае пленка устанавливалась под углом Брюстера ($\gamma = \gamma_{\text{Бр}}$) для волны, поляризованной в плоскости падения (p -поляризация). В случае, когда вектор намагниченности \mathbf{M} устанавливается параллельно приложенному полю, магнитные эффекты в разностной частоте лазера отсутствовали, петля не наблюдалась, так как при падении света под углом Брюстера эффекты Керра завуливаются. Появление эффекта может быть связано лишь с эффектом Фарадея, который возникает, когда направление

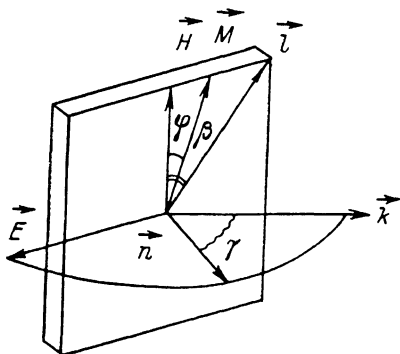


Рис. 2.

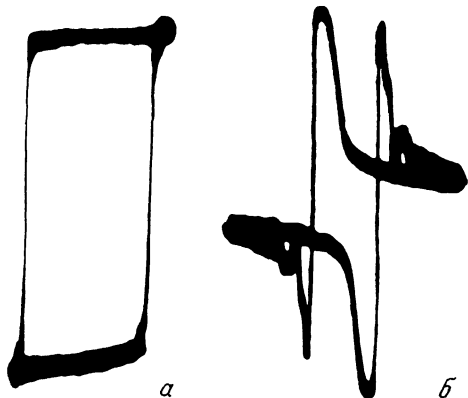


Рис. 3.

намагниченности не совпадает с \mathbf{H} и составляет с ним угол φ (рис. 2), т. е. имеется не равная нулю проекция намагниченности на волновые векторы встречных волн \mathbf{k}^{\pm}

$$(\mathbf{M} \cdot \mathbf{k}) = |\mathbf{M}| \cdot |\mathbf{k}| \cos(\widehat{\mathbf{M} \cdot \mathbf{k}}) \neq 0.$$

Разность частот

$$\Delta\nu \sim (m^+ - m^-)(n^+ - n^-)d,$$

где $(n^+ - n^-)$, $(m^+ - m^-)$ — разность показателей преломления и разность эллиптичностей встречных волн. Можно показать [5], что

$$n^+ - n^- = nQ \cos(\widehat{\mathbf{M} \cdot \mathbf{k}}) = nQ \sin \varphi \sin \gamma,$$

где Q — гироэлектрическая постоянная² (магнитооптический параметр).

Таким образом, разность частот встречных волн будет пропорциональна толщине пленки и гироэлектрической постоянной материала Q , которая в свою очередь пропорциональна намагниченности и косинусу угла между вектором намагниченности и волновым вектором.

В экспериментах по наблюдению эффекта Фарадея были сняты петли гистерезиса при вращении гранатовой пластинки вокруг оси, перпендикулярной плоскости пленки с сохранением установленного угла падения γ (угла Брюстера). Есть положение, при котором эффект (т. е. разность частот, зависящая от магнитного поля) не наблюдается, — «компенсация». Это положение примем за нулевое, отклонение от которого будем характеризовать углом β . При $\beta \neq 0$ эффект имеет место, и полученные на экране осциллографа петли имеют сложный вид, который зависит от угла β и амплитуды поля. Зависимость от амплитуды магнитного поля при $\beta \approx 40^\circ$ приводится на рис. 3 для $H = 0.5$ (а) и 2 Э (б).

² В соответствии с [5] гироэлектрическая постоянная Q связана с компонентами тензора диэлектрической проницаемости намагниченного ферромагнетика следующими соотношениями: $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = -iQ\varepsilon_{xx}$.

При малых полях петли близки к прямоугольным. С ростом поля кривые видоизменяются; в области насыщения появляются дополнительные убывающие ветви кривых перематывания («хвосты»), форма которых отличается от прямоугольной.

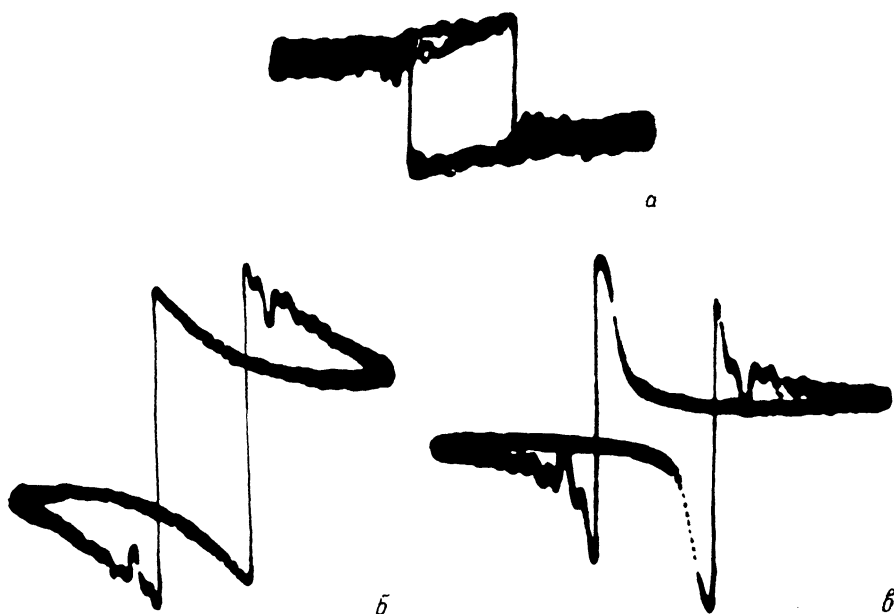


Рис. 4.

Зависимость амплитуды и формы петель гистерезиса от угла β (угла поворота вокруг оси, перпендикулярной плоскости пленки) была снята при поле H , превышающем величину коэрцитивного поля для $\beta=0$. При малых β наблюдаются прямоугольные петли большого размаха. При увеличении β размах петли рас-

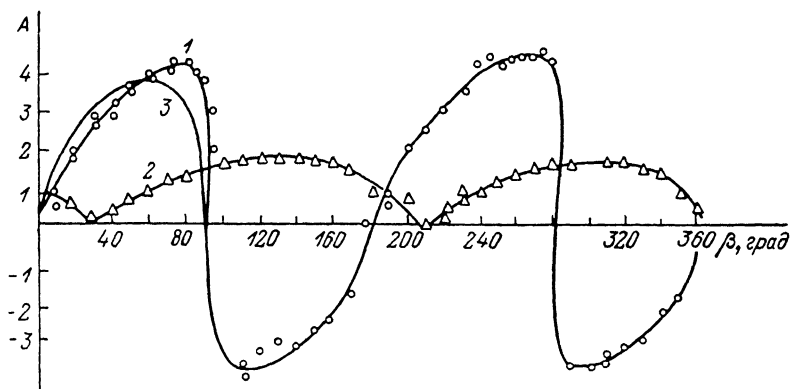


Рис. 5.

тет, при этом в области насыщения возникают непрямоугольные участки — «хвосты». Деформацию петель можно проследить на рис. 4 для $\beta=10$ (а), 30 (б) и 60° (в). Вблизи $\beta \approx 90^\circ$ наблюдается максимум эффекта, при $\beta=90^\circ$ вторая компенсация, а затем смена знака петли, которая имеет место также при 180 , 270 и 360° . На рис. 5 приведена зависимость амплитуды размаха петли A с учетом знака в функции угла β . Зависимость носит характер, близкий к периодическому, с периодом 180° . В связи с более резким изменением размаха петли вблизи

³ Амплитуда размаха петли соответствует длине отрезка ad на рис. 6.

углов $\beta=90^\circ, 270^\circ$, чем вблизи $\beta=0^\circ, 180^\circ$, дисперсия направлений оси легкого намагничивания в исследуемом объеме по-разному влияет на характер компенсации при $\beta=0$ и 90° . В последнем случае полной компенсации не наблюдалось. Исследования были проведены с тремя однотипными пленками. Характер петли гистерезиса и их зависимость от угла β аналогичны. На всех трех пленках нет полной повторяемости эффектов через 180° , а на двух смена знака происходила не точно через 90° . Это может быть связано с клиновостью и неоднородностью пленок. При неоднородности смещение луча, происходящее в процессе вращения, может привести к неполной периодичности. Кроме того, вследствие клиновости при каждом новом угле β необходимо было проводить подъюстировку резонатора, что тоже могло приводить к перемещению луча по пленке.

Анализ показывает, что качественно полученные результаты можно объяснить, если принять, что исследованные пленки обладают одноосной анизотропией. Процессы перемагничивания в одноосных пленках рассматривались в работе [6]. Характер перемагничивания в таких пленках зависит от угла β между

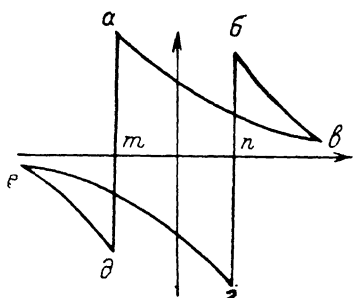


Рис. 6.

осью легкого намагничивания \mathbf{I} и приложенным полем \mathbf{H} (рис. 2). Если $\beta \neq 0$, то вектор намагниченности \mathbf{M} составляет с полем \mathbf{H} угол φ . С ростом поля вектор \mathbf{M} отходит от легкой оси и приближается к \mathbf{H} . При этом проекция \mathbf{M} на \mathbf{k} будет уменьшаться, что будет приводить к уменьшению наблюдаемого эффекта и появлению «хвостов» в области больших полей. С уменьшением поля \mathbf{H} вектор \mathbf{M} стремится к оси легкого намагничивания.

Далее при увеличении перемагничивающего поля вектор \mathbf{M} отходит от легкой оси до тех пор, пока не образует φ_0 с отрицательным направлением поля.

В этом положении без какого-либо дальнейшего увеличения поля H_0 (критическое) наблюдается резкий переход в новое положение, характеризуемое углом φ'_0 , и вектор \mathbf{M} после скачка располагается между направлением приложенного поля и легкой осью. Из приведенных рассуждений следует, что петля перемагничивания должна иметь вид, изображенный на рис. 6. В этой петле участки ab, ge соответствуют перемещению \mathbf{M} к направлению \mathbf{H} ; при увеличении поля до критического, равного H_0 , происходит резкое изменение направления намагниченности от положения, определяемого углом φ_0 , к φ'_0 . На петле это соответствует вертикальным отрезкам ad и bg , причем $ad=bg=\sin \varphi_0 + \sin \varphi'_0$. Поскольку $\sin \varphi_0 > \sin \varphi'_0$, то проекции \mathbf{M} на волновой вектор \mathbf{k} будут различными. Это соответствует тому, что точки ab или dg петли расположены не на одной горизонтальной прямой.

Полученные на эксперименте кривые перемагничивания аналогичны петлям, приведенным на рис. 6. На основе экспериментов была также разработана методика определения угла отклонения оси легкого намагничивания от плоскости. Это отклонение весьма нежелательно для магнитных зеркал лазерных гироскопов. Для определения угла отклонения пленка, расположенная под углом Брюстера, устанавливается в положение «компенсация», при котором намагниченность параллельна полю, по вышеописанной методике. После этого пленка поворачивается перпендикулярно лучу. Если ось намагниченности не лежит в плоскости, то проекция намагниченности на направление волнового вектора не равна нулю и наблюдается петля гистерезиса. Отклоняя пленку от вертикали, можно добиться отсутствия проекции намагниченности на вектор \mathbf{k} . Угол отклонения α положения пластинки от вертикального связан с углом отклонения ψ оси легкого намагничивания от плоскости соотношением

$$\psi = \arcsin \frac{\sin \alpha}{n},$$

где n — показатель преломления феррограната. Аналогичные измерения проводились при $\beta=180^\circ$ (при этом знак эффекта меняется на противоположный). Значение ψ находилось как среднее между $\psi(\beta=0^\circ)$ и $\psi(\beta=180^\circ)$. Эта методика

позволяла определять ψ с точностью $10' - 15'$. Измерения проводились с пленками, у которых отклонение оси легкого намагничивания от плоскости было меньше 1° .

Наряду с эффектом Фарадея, который определяется намагниченностью объема магнитной пленки, в зависимости от угла β также было проведено наблюдение кривых перемагничивания, связанных с эффектом Керра, который возникает при прохождении границы намагниченной пленки [7]. Измерения проводились в лазере для случая линейно-поляризованных встречных волн и угла падения на пленку, отличного от угла Брюстера, при поле меньше и больше поля насыщения. Как и следовало ожидать, при малых полях зависимость амплитуды петли от β носит выраженный периодический характер. В случае эффекта Керра разностная частота обращается в нуль, когда ось легкого намагничивания перпендикулярна полю. Смены знака эффекта при этом не происходит. При больших полях величина эффекта Керра слабо зависит от угла β , так как для всех углов при максимальном значении поля намагниченность M устанавливается параллельно полю.

На рис. 5 наряду с зависимостью размаха петли от угла β и в эффекте Фарадея (кривая 1) приводится размах петли в эффекте Керра (кривая 2). Видно, что углы, при которых имеет место нулевое значение эффектов, не совпадают. Это обстоятельство позволяет предположить, что положение оси легкого намагничивания в объеме и на границе несколько отличается. На этом же рисунке представлена рассчитанная по данным работы [6] зависимость $\sin \varphi_0 + \sin \varphi'_0$ в функции угла β (кривая 3). Из сравнения эксперимента и расчета видно, что имеет место качественное согласие.

Таким образом, измерения показали возможность исследования кривых перемагничивания в объеме прозрачных ферромагнитных пленок по наблюдению зависимости разности частот встречных волн кольцевого лазера от величины приложенного магнитного поля. В случае, когда поле приложено в экваториальной конфигурации, петли гистерезиса, полученные описанным методом, подобны тем, которые наблюдаются в традиционном методе при измерении магнитного потока в направлении, перпендикулярном приложенному полю. Полученные на эксперименте кривые перемагничивания находят качественное объяснение в теории простого однородного вращения намагниченности и зависимости от угла между осью легкого намагничивания и полем H .

Следует отметить, что в данной работе основное внимание было уделено наблюдению характера перемагничивания и определению положения легкой оси по положению «компенсация», когда $M \parallel H$. Однако в случае, когда известна эллиптичность излучения в лазере, можно провести количественное измерение гирозлектрической постоянной Q на волне 3.39 мкм. Предложенный метод в ряде случаев может оказаться предпочтительным по сравнению с традиционным, так как позволяет наблюдать эффекты в образцах с произвольным расположением оси легкого намагничивания относительно плоскости пленки в малом объеме, определяемом толщиной пленки и сечением лазерного луча.

Литература

- [1] Крилич Г. С., Четкин М. В. УФН, 1969, т. 98, № 1, с. 3—26.
- [2] Minden H. T. Appl. Optics, 1979, v. 18, N 6, p. 813—817.
- [3] Службин Ю. А., Темерти Г. Ф. ПТЭ, 1983, № 3, с. 156—158.
- [4] Коноплев Ю. Н., Туркин А. А. Изв. вузов. Радиофизика, 1983, т. 26, № 7, с. 905—908.
- [5] Соколов А. В. Оптические свойства металлов. М.: ГИФМЛ, 1961. 464 с.
- [6] Праттон М. Тонкие ферромагнитные пленки. Л.: Судостроение, 1967. 266 с.
- [7] Дружинин А. В., Лобов И. Д., Маевский В. А. Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, № 18, с. 1100—1102.

Институт прикладной физики
АН СССР
Горький

Поступило в Редакцию
20 ноября 1986 г.
В окончательной редакции
16 апреля 1987 г.