

ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ

УДК 537.621

МАГНИТНО-НЕЛИНЕЙНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© Авторы, 2016

Джулфаян А. — аспирант, Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Ереван, Республика Армения. E-mail: julfayanhakob91@gmail.com

Мартirosян Р. М. — академик НАН РА, Президент Национальной академии наук Республики Армения, Ереванский государственный университет, Ереван, Республика Армения. E-mail: president@sci.am

Макарян А. О. — к.ф.-м.н., доцент кафедры СВЧ радиофизики и телекоммуникации, Ереванский государственный университет. E-mail: armenm@ysu.am

Мыхитарян В. М. — с.н.с., Институт физических исследований НАН Армении, Ереван, Республика Армения. E-mail: vahram.mekhitarian@gmail.com

Назари Ф. — аспирант кафедры СВЧ радиофизики и телекоммуникации, Ереванский государственный университет. E-mail: nazari_farokh@yahoo.com

Татевосян В. Р. — к.ф.-м.н., доцент кафедры СВЧ радиофизики и телекоммуникации, Ереванский государственный университет. E-mail: vahetad@ysu.am

Аннотация

В работе приведены результаты исследований по детектированию лазерного излучения ИК диапазона в прозрачном ферромагнетике железо-иттриевом гранате (ЖИГ) при комнатной температуре. Показано, что величина и знак регистрируемого сигнала существенно зависят от внешнего постоянного магнитного поля и формы кривой намагничивания ферромагнетика. Зависимость регистрируемого сигнала от приложенного магнитного поля хорошо коррелируется со статической кривой намагничивания ферромагнитного образца. Регистрируемый сигнал отличается от нуля только при тех значениях внешнего магнитного поля, при которых кривая намагничивания ферромагнитного образца нелинейна.

Эффективность детектирования существенно зависит также от угла поляризации лазерного излучения относительно вектора намагниченности ферромагнитного образца. Наиболее эффективная нелинейность имеет место в том случае, когда магнитное поле линейно поляризованного лазерного излучения лежит в плоскости, параллельной магнитному моменту намагниченного ферромагнетика.

Ключевые слова: намагниченность, детектирование, магнитная нелинейность, лазерное излучение, ферромагнитный материал

Введение

Ферромагнетики широко используются в электронике как сердечники трансформаторов, дроселей и электромагнитов, в электромагнитах и генераторах, в качестве постоянных магнитов и т.д. Кроме того ферромагнетики являются одним из основных материалов для записи и хранения информации, широко используется в СВЧ, инфракрасном и оптическом областях для вращения

Abstract

The results of research of detecting infrared laser radiation in transparent ferromagnetic YIG at room temperature in this work are presented. It is shown that the magnitude and sign of the detected signal depends essentially on the external magnetic field and the shape of magnetization curve of the ferromagnetic. The dependence of detected signal on applied magnetic field is in good agreement with static magnetization curve of the ferromagnetic sample. The detected signal is different from zero only for those values of the external magnetic field at which the magnetization curve of ferromagnetic sample is non-linear. The detection efficiency greatly depends on the angle of polarization of the laser radiation with respect to the magnetization vector of the ferromagnetic sample. The most effective nonlinearity is evident in the case where the magnetic field of a linearly polarized laser radiation lies in a plane parallel to the magnetic moment of the magnetization of ferromagnetic.

Key words: magnetization, detection, magnetic nonlinearity, laser radiation, ferromagnetic material

плоскости поляризации, управления излучением, и т.д. [1-6]. На основе ферромагнетиков были созданы уникальные СВЧ приборы, такие как вентили, циркуляторы и различные оптоэлектронные устройства.

Хорошо изучены также нелинейные магнитные свойства ферромагнетиков в низкочастотном и радиочастотном диапазонах, и широко используется в электронике. На основе ферромагнетиков были разработаны детекторы, преобразователи частоты, усилители, ограничители и т.п. [7,8]).

Есть много исследований (см., например [9-16]) свидетельствующих о возможности переориентации магнитного момента оптически прозрачных ферромагнитных материалов под воздействием ультра-коротких лазерных импульсов, что может быть использовано для быстрой записи и воспроизведения информации.

Обычно считается, что в оптическом диапазоне магнитная проницаемость ферромагнитных материалов равна единице и вышеупомянутые явления не могут быть связаны с магнитной нелинейностью. В [13] предполагается, что наблюдаемая сверхбыстрая переориентация намагниченности ферромагнетика можно объяснить появлением нелинейной диэлектрической восприимчивости в оптической области. Но появление нелинейной диэлектрической восприимчивости ферромагнетика во внешнем магнитном поле проявляется чисто феноменологически, а физически не обосновано. Интерпретация сверхбыстрого магнито-оптического отклика ферромагнитных материалов до сих пор остается предметом дебатов.

В [17-19] экспериментально осуществлено детектирование линейно поляризованного амплитудно-модулированного лазерного излучения ИК диапазона в прозрачном ферромагнетике ЖИГ при комнатной температуре и предложен механизм нелинейного взаимодействия. Измерения зависимости амплитуды детектированного сигнала от угла поляризации лазерного излучения относительно вектора намагниченности ферромагнитного образца подтверждают предложенный механизм возникновения нелинейности.

В настоящей работе исследовано детектирование электромагнитного излучения в образцах монокристалла железо-иттриевого граната (ЖИГ) вследствие возбуждения магнитного момента образцов индукцией магнитного поля излучения. В связи с этим исследовались свойства различных образцов монокристалла ЖИГ, которые были снабжены системами регистрации изменения магнитного момента в образцах. Рассмотрена зависимость эффективности нелинейного взаимодействия электромагнитного излучения в ферромагнетике от формы кривой намагничивания.

1. Монокристаллический ферромагнетик ЖИГ

В ряде экспериментов по исследованию детектирования электромагнитного излучения, в качестве ферромагнитного материала нами были использованы монокристаллические образцы ЖИГ, который имеет окно прозрачности в ИК диапазоне. Исследования проводились фемтосекундным лазером фирмы Spectra-Physics с полосой перестройки длины волны от 710 до 950 нм и импульсным неодимовым лазером с $\lambda \approx 1.06$ мкм.

Кристалл ЖИГ (химическая формула $Y_3Fe_5O_{12}$), идеальный двухподрешеточный ферромагнетик, прототип феррогранатов [1]. Имеет следующие электрические и магнитные характеристики: намагниченность насыщения при комнатной температуре — $4\pi M_0 \approx 1750$ Гс, поле кристаллической анизотропии — $H_A = 42$ Э, температура Кюри — $T_c = 556$ К, удельное сопротивление — $\rho = 10^{14}$ Ом·см. При температуре 300 К теплопроводность кристалла ЖИГ в направлениях [110], [211], [111], [100] равна 8.0, 7.2, 7.8, 6.7 Вт·м·К соответственно. Удельная теплоемкость составляет 432.41 Дж·моль·К.

Оптические свойства монокристаллического ЖИГ таковы: имеет окно прозрачности в ИК диапазоне 1.1–5.5 мкм, показатель преломления в полосе прозрачности от 1.4 до 5.5 мкм изменяется от 2.209 до 2.103, а в области 0.6 до 1.0 мкм — от 2.2 до 2.4. Эффект Фарадея в окне прозрачности — 1.08 рад·см⁻¹.

Удельные коэффициенты поглощения в частотной области, граничащей с окном прозрачности для разных образцов могут существенно отличаться друг от друга. Поэтому нами были измерены коэффициенты поглощения используемых в эксперименте образцов во всех областях излучения используемых лазеров. На рис. 1а приведена зависимость удельного коэффициента поглощения β от длины волны по данным работ [4, 5], а на рис. 1б — для исследуемых нами образцов ЖИГ толщиной 0.4 мм в области перестройки фемтосекундного лазера.

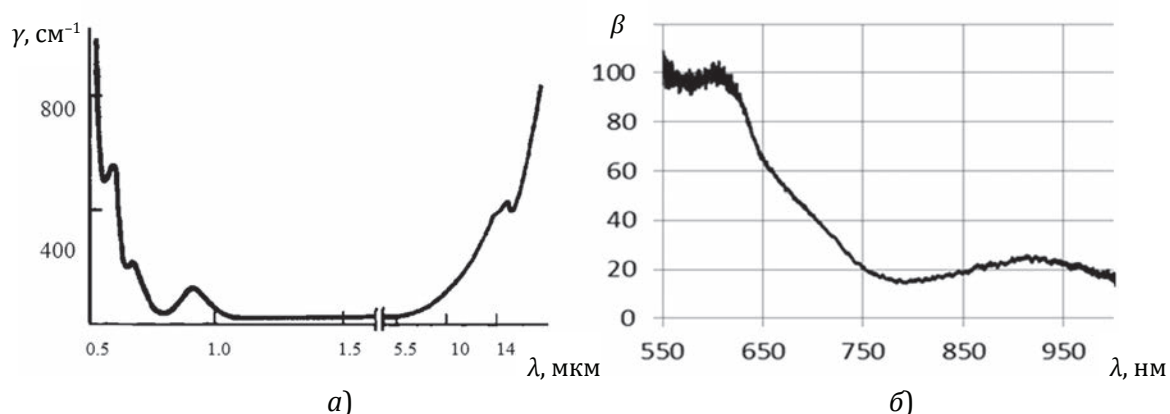


Рис. 1. а) Зависимость удельного коэффициента поглощения ЖИГ β от длины волны по [4,5], б) зависимость β исследованных образцов в области перестройки фемтосекундного лазера.

В полосе прозрачности $\beta \approx 0.03 \div 0.1 \text{ см}^{-1}$ [4, 5]. В области длин волн 750–950 нм ЖИГ относительно прозрачен, и в этой области удельный коэффициент поглощения достигает минимального значения $\sim 15 \text{ см}^{-1}$ при $\lambda \approx 780 \text{ нм}$. Коэффициент поглощения на длине волны неодимового лазера имеет примерно такое же значение ($\beta \approx 15 \text{ см}^{-1}$), поэтому данные образцы хорошо подходят для наших исследований.

Одной из важнейших характеристик магнитных материалов является кривая намагничивания, которая может иметь различные формы, зависящие от состава, размеров и формы образца, а также от магнитных свойств окружающей среды. Типичные формы кривых намагничивания магнитомягких материалов представлены на рис. 2.

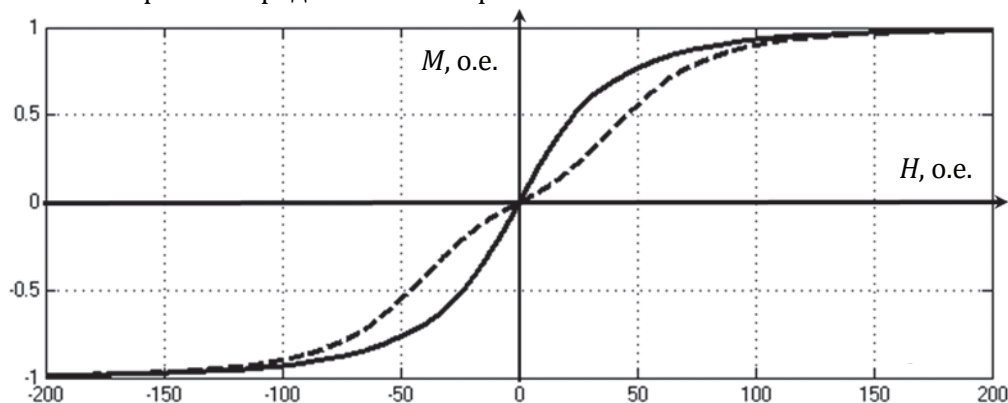


Рис. 2. Типичные формы кривых намагничивания магнитомягких материалов.

Для регистрации детектированного сигнала (изменении среднего значения магнитного момента намагниченного образца ЖИГ под действием модулированного электромагнитного излучения) были использованы различные магнитные датчики, представляющие из себя подковообразные ферриты с катушками индуктивности (см. рис. 3а, б).

Форма кривой намагничивания ЖИГ существенно зависит не только геометрической формы и размеров самого образца, но и от параметров ферритового датчика. По этой причине, измерения кривой намагничивания для каждого образца ЖИГ проводились вместе с ферритовым датчиком. Во избежание насыщения и потери чувствительности магнитных датчиков при приложении внешнего магнитного поля в датчиках были использованы ферриты с достаточно большими поперечными сечениями.

На рис. 3в представлена схема измерения кривой намагничивания образцов ЖИГ.

Измерения проводились следующим образом: на образце ЖИГ была намотана индуктивная катушка ($n_1 = 300$), которая служила первичной обмоткой трансформатора, образованного вместе с подковообразным ферритовым датчиком. Из стандартного генератора на первичную обмотку трансформатора подавалось синусоидальное напряжение частотой 1 кГц, которое создавало переменный магнитный поток в сердечнике и индуцировало переменную ЭДС во вторичной

обмотке ($n_2 = n_1$). Вторичная обмотка намотана вокруг ферритового сердечника с высокой магнитной проницаемостью $\mu \approx 2000$. Сигнал вторичной обмотки регистрировался с помощью осциллографа. Образец ЖИГ с магнитным датчиком был помещен во внешнее регулируемое магнитное поле (диапазон регулировки от 0 до 1 кЭ).

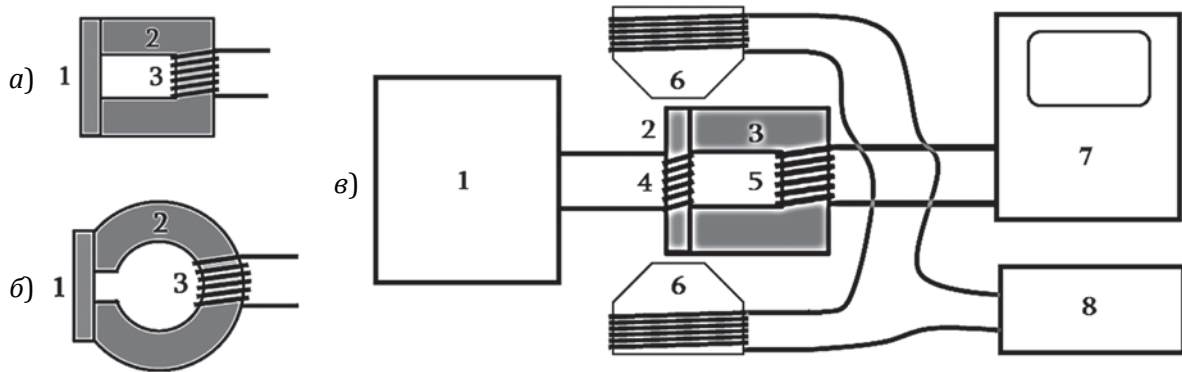


Рис. 3. а, б) Образцы ЖИГ с разными магнитными датчиками: 1 — образец ЖИГ, 2 — подковообразный феррит, 3 — катушка индуктивности, в) блок-схема экспериментальной установки для измерения кривой намагничивания образцов ЖИГ: 1 — генератор синусоидального напряжения, 2 — образец ЖИГ, 3 — подковообразный феррит, 4 — первичная обмотка, 5 — вторичная обмотка, 6 — электромагнит, 7 — осциллограф, 8 — регулируемый источник постоянного тока.

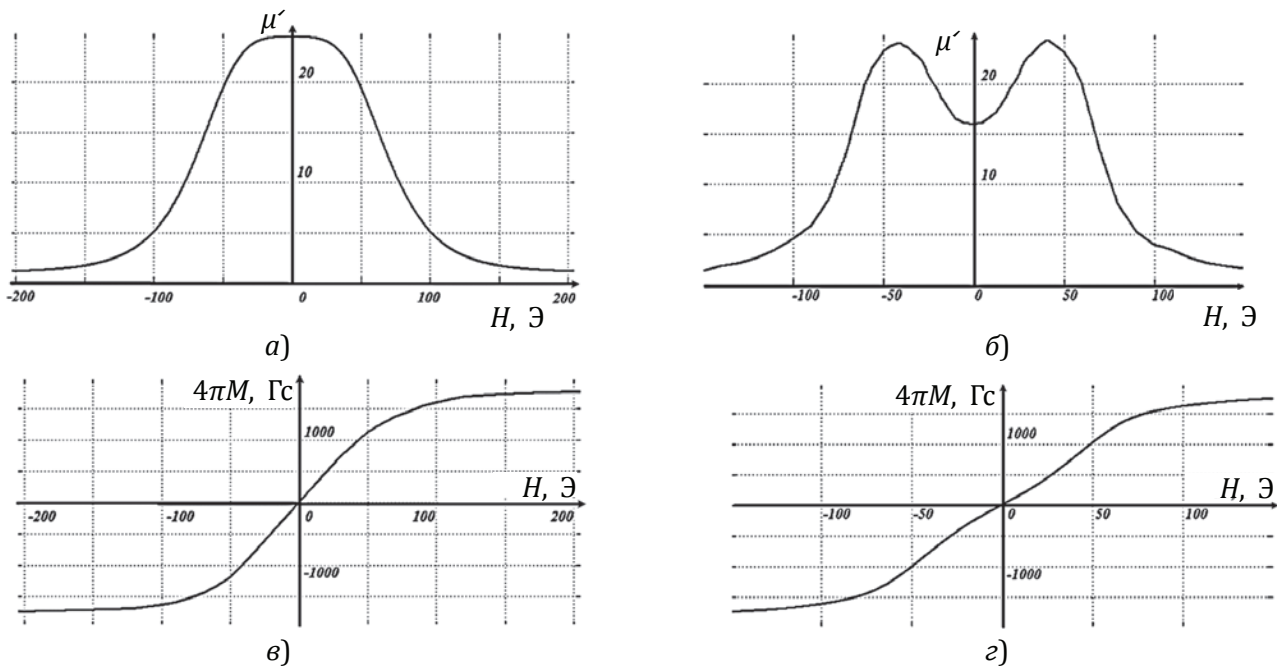


Рис. 4. Зависимости дифференциальной магнитной проницаемости μ' от H для образцов ЖИГ с разными ферритовыми датчиками (а.б.) и соответствующие кривые намагничивания (в.г.).

Измерялась амплитуда наведенного напряжения на вторичной обмотке, в зависимости от внешнего магнитного поля, при неизменной амплитуде напряжения на первичной обмотке. Амплитуда измеряемого напряжения прямо пропорциональна дифференциальной магнитной проницаемости образца ЖИГ, которая определяется как проницаемость материала для слабого переменного магнитного поля H_{\sim} , наложенного на постоянное магнитное поле H_0

$$\mu'(H_0) = \left. \left(\frac{dB}{dH} \right) \right|_{H=H_0}, \quad (1)$$

где $H = H_{\sim} + H_0$ результирующее магнитное поле в эрстедах, B — магнитная индукция (плотность магнитного потока) в Гауссах. В итоге, измеряя зависимость амплитуды наведенного напряжения

на вторичной обмотке от внешнего магнитного поля, определяется дифференциальная проницаемость образца ЖИГ и, следовательно, наклон касательной кривой зависимости $M = M(H_0)$. С учетом того, что для ЖИГ намагниченность насыщения $4\pi M_0 \approx 1750$ Гс [7], интегрированием получим кривую $M(H_0)$. На рис. 4 приведены результаты измерений для образцов с разными подковообразными ферритовыми датчиками.

Результаты измерений μ' и M в зависимости от подмагничивающего магнитного поля для двух монокристаллических образцов ЖИГ с размерами $0.4 \times 5 \times 6.5$ мм³ и $0.4 \times 5 \times 8$ мм³ соответственно, и с разными ферритовыми датчиками (см. рис. 2) приведены на рис. 4.

2. Движение магнитного момента в изменяющемся во времени магнитном поле

Обычно для описания намагниченности ферромагнитной среды в переменном магнитном поле используется уравнение движения (1) магнитного момента в постоянном магнитном поле [20, 21] (теорема Лармора) с различными диссипативными членами R [22, 23]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] + \mathbf{R}, \quad (2)$$

где $\omega_L = \gamma\mathbf{H} = (q/2mc)\mathbf{H}$ — ларморовская угловая скорость вращения.

Часть уравнений представляют собой модифицированное Джилбертом [24] и Калленом [25] уравнение Ландау-Лифшица [22], а другие — модифицированное Бломбергенем [26] уравнение Блоха [23].

Уравнение (2), по существу, имеет нелинейный характер, однако, в ней не учтено изменение во времени магнитного поля. Это уравнение неприменимо для описания движения магнитного момента в переменном во времени магнитном поле H , т.к. оно составлено на основе уравнения для случая постоянного магнитного поля (1) и никак не описывает возбуждение момента в переменном магнитном поле.

В работе [27] было предложено уравнение движения магнитного момента в переменном магнитном поле, в котором фигурирует член, отвечающий за возбуждение магнитного момента \mathbf{M} переменным магнитным полем H . С учетом диссипативного члена R это уравнение имеет следующий вид:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - \gamma^2 I \frac{d\mathbf{H}}{dt} + \mathbf{R}, \quad (3)$$

где I — момент инерции.

Из уравнения (3) следует, что в осциллирующем магнитном поле магнитный момент наряду с затухающей прецессией совершает также осциллирующее движение с частотой переменного магнитного поля. При этом амплитуда осцилляций магнитного момента образца зависит от крутизны кривой намагничивания при заданном значении внешнего постоянного намагничивающего поля.

Так как при изменении внешнего намагничивающего магнитного поля крутизна кривой намагничивания ферромагнетика меняется, то следует ожидать, что при определенных значениях внешнего магнитного поля магнитный момент ферромагнетика будет выполнять нелинейные осцилляции.

Нами экспериментально исследовано детектирование лазерного излучения в прозрачном намагниченном ферромагнетике, полученное вследствие нелинейного возбуждения магнитного момента магнитным полем лазерного излучения.

3. Экспериментальная установка и результаты измерений

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Как выше отметили, в качестве источника модулированного излучения мы использовали титан-сапфировый фемтосекундный лазер Mai-Tai производства Spectra-Physics и импульсный неодимовый лазер. Средняя мощность линейно поляризованного излучения фемтосекундного лазера составляла 1.1–1.8 Вт (в зависимости от длины волны излучения), при длительности импульсов лазера ~ 80 пс и частоте повторения ~ 80 МГц (пиковая мощность ~ 200 кВт). Диапазон перестройки длины волны излучения лазера составлял 710–950 нм. Неодимовый лазер работал в режиме свободной генерации с пиковой мощностью ~ 1 МВт. Частота повторения импульсов — 10 Гц.

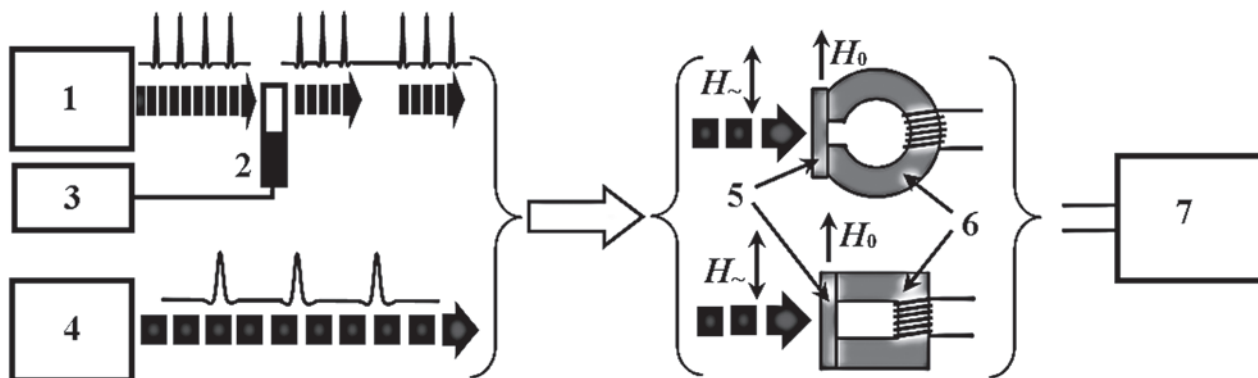


Рис. 5. Схема экспериментальной установки, 1 — фемтосекундный лазер Mai-Tai, 2 — механический прерыватель, 3 — блок управления прерывателя, 4 — импульсный неодимовый лазер, 5 — образец ЖИГ, 6 — магнитный датчик, 7 — осциллограф.

Ферромагнитный образец был расположен на пути лазерного излучения таким образом, чтобы направление магнитного момента при его намагничивании во внешнем поле H_0 совпало с направлением магнитного поля H_{\sim} линейно-поляризованного лазерного излучения (см. рис. 5). Как следует из уравнения движения магнитного момента (3), такое расположение может привести к возбуждению магнитного момента намагниченного ферромагнетика под воздействием электромагнитной волны.

Изменение магнитного момента в кристалле ЖИГ под воздействием лазерного излучения (детектированный сигнал) с помощью магнитного датчика регистрируется на осциллографе Agilent Technologies DS07012B.

При детектировании излучения фемтосекундного лазера описанный выше датчик 4 с ферритовым сердечником не может регистрировать детектированный сигнал без дополнительной низкочастотной модуляции лазерного излучения, т.к. частота повторения лазерных импульсов достаточно высока (~ 80 МГц). Поэтому, для регистрации изменения магнитного момента в ЖИГ, лазерное излучение дополнительно модулировалось с помощью механического прерывателя 2 (см. рис. 5) частотой 1 КГц.

На рис. 6 приведены кривые намагничивания образцов ЖИГ с разными магнитными датчиками (рис. 6а, б) и соответствующие им кривые зависимости величины детектированного сигнала в от внешнего магнитного поля (рис. 6в, г).

Из графиков на рис. 6 видно, что при нулевом внешнем магнитном поле детектированный сигнал отсутствует. Детектирование происходит в нелинейных областях кривой намагничивания ферромагнитного образца.

Максимальное значение детектированного сигнала при детектировании импульсов неодимового лазера составляло ~ 1 В (~ 3 мВ/виток) при пиковой мощности лазерного излучения ~ 1 МВт, а при детектировании фемтосекундного лазера ~ 50 мВ (~ 150 мкВ/виток) при пиковой мощности лазера ~ 200 кВт.

Для выяснения степени корреляции между кривыми намагничивания и зависимости амплитуды детектированного сигнала от внешнего магнитного поля и для оценки эффективности нелинейного взаимодействия электромагнитных волн в ферромагнетике процесс детектирования был моделирован в среде MATLAB. При моделировании кривые намагничивания ЖИГ аппроксимировались функцией Ланжевена $4\pi M = AL(\alpha H + \beta H^3 + \gamma H^5)$, ввиду малости нелинейностей. Модели кривых (Рис.6а и 6б, пунктирные линии) с точностью до $\approx 5\%$ совпадают с экспериментально полученными при следующих значениях коэффициентов A , α , β и γ : $A=1750$ Гс, $\alpha = 0.0275$, $\beta = 6.86 \cdot 10^{-6}$, $\gamma = 2.05 \cdot 10^{-9}$ (см. рис. 6 а) и $A=1750$ Гс, $\alpha = 0.0146$, $\beta = 9.69 \cdot 10^{-6}$, $\gamma = 0$ (см. рис. 6б).

На рис. 6в,г, наряду с экспериментально полученными кривыми представлены также результаты моделирования процесса детектирования (пунктирные линии).

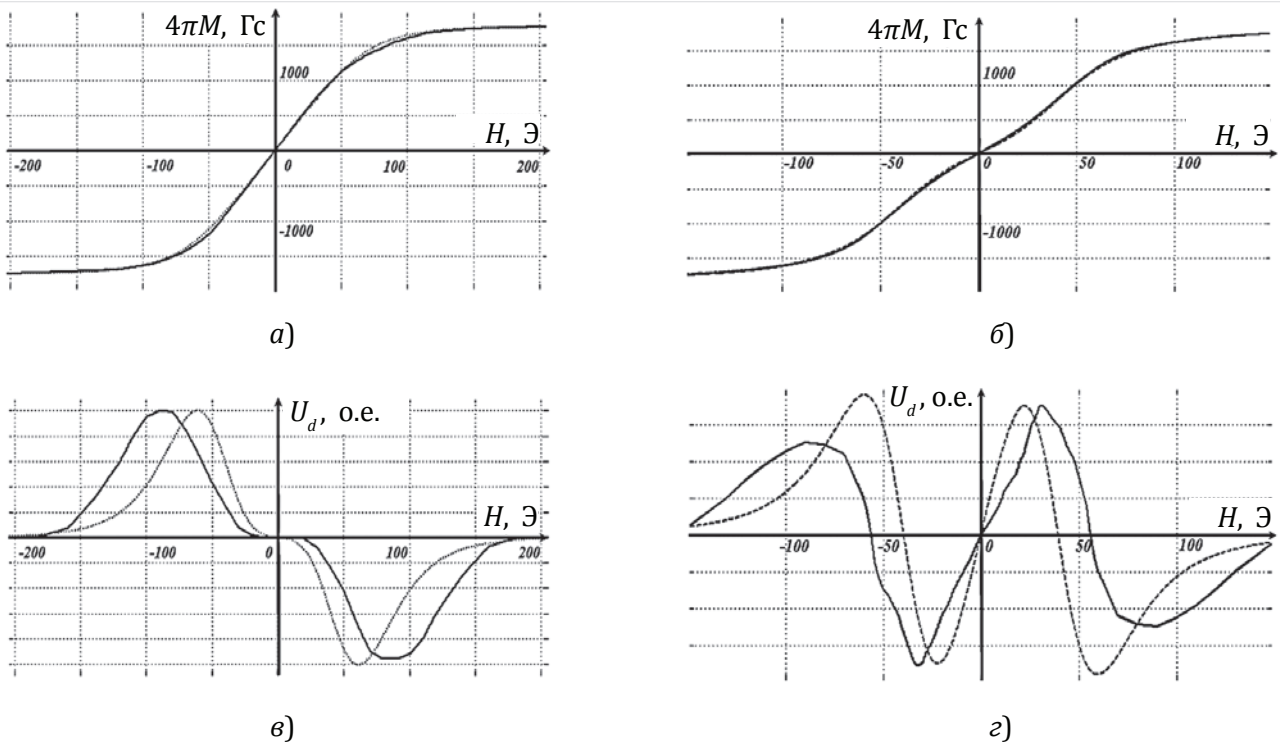


Рис. 6. Кривые намагничивания (а, б) и зависимости амплитуды детектированного сигнала от величины внешнего магнитного поля (в, г), сплошные линии — экспериментальные результаты, пунктирные — результаты симуляции.

Сравнение результатов измерений и моделирования показывает, что величина и знак детектированного сигнала хорошо коррелируют между собой и соответствуют статическим кривым намагничивания. Смещение положения экстремумов детектированного сигнала обусловлено перекрытием нелинейной области кривой намагничивания большой амплитудой магнитного поля лазерного излучения при больших мощностях.

Исследовалась также зависимость амплитуды детектированного сигнала от угла θ поляризации лазерного излучения относительно вектора намагниченности ферромагнитного образца, (см. рис. 7а).

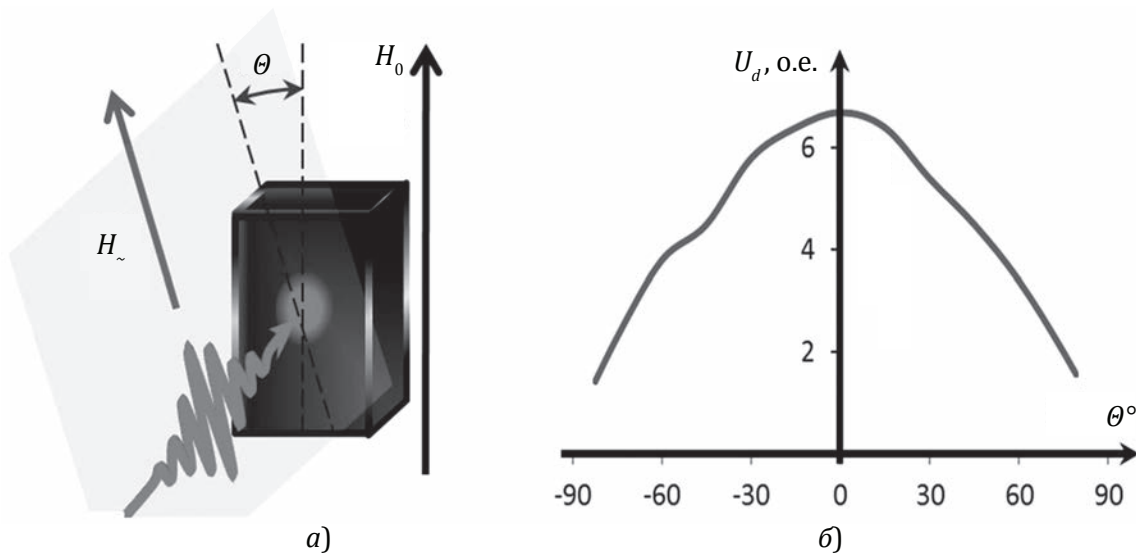


Рис. 7. Взаимная ориентация линейно-поляризованного лазерного пучка и ферромагнитного образца (а), зависимость амплитуды детектированного сигнала от угла θ между направлением внешнего магнитного поля H_0 и плоскостью поляризации лазерного излучения (магнитного поля H_{\sim}) (б).

Эта зависимость иллюстрирована на рис. 7б, откуда видно, что максимальный детектированный сигнал получается тогда, когда магнитное поле линейно поляризованного лазерного излучения лежит в плоскости, параллельной вектору намагниченности ($\theta = 0$). При увеличении угла θ детектированный сигнал уменьшается до минимума, но не доходит до нуля.

Такое поведение намагниченности связано с частичной переориентацией магнитного момента образца по направлению магнитного поля лазерного излучения при любом значении угла θ , что приводит к изменению среднего значения магнитного момента. Однако, наибольшее изменение происходит при $\theta = 0$.

Обсуждение результатов и выводы

Экспериментально получено детектирование линейно поляризованного амплитудно-модулированного лазерного излучения в ферромагнетике ЖИГ при комнатной температуре, которое проявляется как изменение магнитного момента намагниченного образца ферромагнетика под воздействием лазерного излучения. Изменение намагниченности образца регистрируется магнитными датчиками на основе катушки индуктивности с подковообразным ферритом. Результаты исследований показывают, что величина и знак детектированного сигнала существенно зависят от внешнего постоянного намагничивающего магнитного поля и от формы кривой намагничивания.

Анализ результатов исследований показывает, что при отсутствии внешнего намагничивающего магнитного поля детектированный сигнал равен нулю. Сигнал отличается от нуля при тех значениях внешнего магнитного поля, при которых кривая намагничивания ферромагнитного образца нелинейна.

В случае кривой намагничивания первого образца (рис. 6а), при малых значениях внешнего магнитного поля ($H_{01} \leq 30$ Ое), где кривая почти линейна, детектирование не наблюдается. Эффективное детектирование получается в области максимальной нелинейности кривой намагничивания — вблизи насыщения, где его крутизна кривой резко уменьшается. При дальнейшем увеличении внешнего магнитного поля кривая намагничивания постепенно насыщается, а амплитуда детектируемого сигнала стремится к нулю. При полном насыщении, под действием лазерного излучения переориентация магнитного момента практически не происходит, что приводит к уменьшению амплитуды детектируемого сигнала до нуля.

А в случае кривой намагничивания второго образца (рис. 6б), с увеличением внешнего магнитного поля детектированный сигнал, в отличие от первого случая, сначала возрастает и, достигает максимума. При дальнейшем увеличении внешнего магнитного поля сигнал уменьшается до нуля, после чего меняет полярность и снова начинает увеличиваться до следующего максимума (рис. 6г). Дальнейшее увеличение магнитного поля, как и в первом случае, приводит к насыщению ферромагнитного образца и к уменьшению детектируемого сигнала. При полном насыщении сигнал отсутствует.

Сравнение результатов измерений и моделирования показывает, что величина и знак детектированного сигнала хорошо коррелируют между собой и соответствуют статическим кривым намагничивания. Смещение положения экстремумов детектированного сигнала обусловлено перекрытием нелинейной области кривой намагничивания большой амплитудой магнитного поля лазерного излучения при больших мощностях. Воздействие лазерного излучения с большой амплитудой, естественно, изменит величины и позиции максимальных и минимальных значений результирующего сигнала.

Наличие максимумов детектированного сигнала, а также изменение его знака в зависимости от внешнего магнитного поля хорошо коррелирует с кривой намагничивания используемого образца кристалла ЖИГ, что говорит о нелинейном возбуждении магнитных моментов в ферромагнетике под воздействием электромагнитного излучения. В пользу такого механизма возбуждения магнитных моментов говорит также зависимость детектированного сигнала от угла поляризации лазерного излучения — наиболее эффективная нелинейность проявляется в том случае, когда магнитное поле линейно поляризованного лазерного излучения лежит в плоскости, параллельной магнитному моменту намагниченного ферромагнетика.

В заключение отметим, что полученные результаты могут найти широкое практическое применение для детектирования и преобразования частот электромагнитного излучения, для оптической записи, хранения и обработки информации и т.д.

Список литературы

1. *Bloembergen, N., Damon, R.W.* Relaxation Effects in Ferromagnetic Resonance // *Phys. Rev.* 1952. Vol. 85. P. 699.
2. Ферриты в нелинейных СВЧ устройствах. / Сб.-к статей под. ред. А.Г. Гуревича. М.: ИИЛ, 1961.
3. Нелинейные свойства ферритов в полях СВЧ. / Сб.-к статей под. ред. А.Л. Микаэляна. М.: ИИЛ, 1963.
4. *Porter, C.S., Spencer, E.G., Le Craw, R.C.* Transparent Ferromagnetic Light Modulator Using Yttrium Iron Garnet // *J. Appl. Phys.* 1958. Vol. 29. P. 495–496.
5. *Кринчик Г.С., Четкин М.В.* Прозрачные ферромагнетики // УФН. 1969. Т. 98. Вып. 1. С. 3–25.
6. *Кабыченков А. Ф.* Магнитные фазовые переходы в поле световой волны // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1991. Т. 100. Вып. 4. С. 1219–1237.
7. *Яковлев Ю. М., Генделев С. Ш.* Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Советское радио, 1975.
8. *Тукадзуми С.* Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практическое применение. М.: Мир, 1987.
9. *Kimel, A.V., Kirilyuk, A., Usachev, P.A., Pisarev, R.V., Balbashov, A.M., and Rasing, Th.* Ultrafast Non-Thermal Control of Magnetization by Instantaneous Photomagnetic Pulses // *Nature.* 2005. Vol. 435. P. 655–657.
10. *Challener, W. A., McDaniel, T. W., Mihalcea, C. D., Mountfield, K. R., Pelhos, K., and Sendur, I. K.* Light Delivery Techniques for Heat-Assisted Magnetic Recordings // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2003. Part 1. T.42. P. 981–988.
11. *Koopmans, B., Van Kampen, M., Kohlhepp, J.T., and de Jonge, W.J.M.* Ultrafast Magneto-Optics in Nickel: Magnetism or Optics? // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 85. P. 844.
12. *Kirilyuk, A.* From Magneto-Optics to Ultrafast Manipulation of Magnetism // *Journal of Science and Arts.* 2011. T. 3. P. 353–356.
13. *Kimel, A.V., Kirilyuk, A., Hansteen, F., Pisarev, R. V., and Rasing, Th.* Nonthermal Optical Control of Magnetism and Ultrafast Laser-Induced Spin Dynamics in Solids // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2007. Vol. 19. P. 043201 (1–24).
14. *Kimel, A. V., Bentivegna, F., Gridnev, V. N., Pavlov, V. V., Pisarev, R. V., and Rasing, Th.* Room-Temperature Ultrafast Carrier and Spin Dynamics in Gaas Probed by the Photoinduced Magneto-Optical Kerr Effect // *Phys. Rev. B.* 2001. Vol. 63. P. 235201.
15. *Hansteen, F., Kimel, A., Kirilyuk, A., and Rasing, Th.* Nonthermal Ultrafast Optical Control of the Magnetization in Garnet Films // *Phys. Rev. B.* 2006. Vol. 73. P. 014421.
16. *Wang, J., Sun, C., Hashimoto, Y., Kono, J., Khodaparast, G. A., Cywinski, L., Sham, L. J., Sanders, G. D., Stanton, C. J., and Munekata, H.* Ultrafast Magneto-Optics in Ferromagnetic III–V Semiconductors // *Journal of Physics: Condensed Matter.* 2006. Vol. 18, P. R501–530.
17. *Макарян А. О.* Оптическое детектирование в ферромагнитной среде // Молодой научный сотрудник ЕГУ. 1982. Т. 2. С. 134–136.
18. *Hakobyan, H.S., Makaryan, A.H., Mekhitarian, V.M., and Tadevosyan, V.R.* Detection of Laser Radiation in Optically Transparent Ferromagnet // *Proc. Of International Conference on “Microwave and THz Technologies and Wireless Communications”.* Armenia. 2013. P. 52–60.
19. *Martirosian, R.M., Makaryan, A.H., Mekhitarian, V.M., and Tadevosyan, V.R.* Optical Detection in a Ferromagnet // *JETP Letters.* 2014. Vol. 99. No. 8. P. 435–440.
20. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика часть 2. М.: Физматлит, 2004.
21. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. М.: Физматлит, 2003.
22. *Landau, L. D., Lifshitz, E. M.* Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Bodies // *Phys. Z. Sowjetunion.* 1935. Vol. 8. No. 153. P. 101–114.
23. *Bloch, F.* Nuclear Induction // *Phys. Rev.* 1946. Vol. 70. P. 460–474.
24. *Gilbert, T. L.* A Lagrangian Formulation of the Gyromagnetic Equation of the Magnetic Field // *Phys. Rev.* 1955. T.100, P. 1243.
25. *Callen, H. B.* A Ferromagnetic Dynamical Equation // *J. Phys. Chem. Solids.* 1958. Vol. 4. P. 256–270.
26. *Bloembergen, N.* On the Ferromagnetic Resonance in Nickel and Supermalloy // *Phys. Rev.* 1950. Vol. 78, P. 572.
27. *Мыхитарян В. М.* Инвариантное представление обобщенного импульса // Известия НАН Армении. Физика. 2012. Т. 47. № 6. С. 379–390.

Поступила 25 ноября 2015 г.

MAGNETO–NONLINEAR MATERIALS FOR DETECTION OF ELECTROMAGNETIC RADIATION

R. MARTIROSIAN, A. MAKARYAN, V. MEKHITARIAN,
V. TADEVOSYAN, F. NAZARI, AND A. JULFAYAN

The detection of linearly polarized laser radiation in optically transparent ferromagnetic material at room temperature in present work was investigated.

The detection manifested as a change in the magnetic moment of the magnetized ferromagnetic sample under the influence of laser radiation, which is recorded by a magnetic sensor.

As a ferromagnetic material the mono-crystalline ferromagnetic YIG was used, which has a transparency window in the infrared range.

A Spectra Physics Mai Tai femtosecond Ti: sapphire laser and a pulse neodymium laser were used as a source of modulated radiation. The average power of plane polarized radiation of femtosecond laser was 1.1–1.8 W (depending on the wavelength). The laser pulse duration and repetition rate were ~100 fs and ~80 MHz, respectively. The laser wave length tuning range was 710–950 nm.

The pulse power of neodymium laser was ~ 1 MW, repetition rate ~10 Hz.

It is shown that in the absence of the external magnetic field the detection does not occur. The magnitude and the sign of the detected signal depends essentially on the external magnetic field and the shape of static magnetization curve of the ferromagnetic.

The shape of static magnetization curve of YIG samples greatly depends both on the geometric form and size of the sample, but also on the parameters of the ferrite sensor. Therefore, the magnetization curve for each sample was measured along with the ferrite sensor.

The measurements show that the detected signal is different from zero only for those values of external magnetic field at which the magnetization curve of ferromagnetic sample is non-linear.

To determine the degree of correlation between the magnetization curve and the amplitude of detected signal depending on the external magnetic field the detection process was simulated in MATLAB environment. In the simulation, the magnetization curves of YIG was approximated by Langevin function.

The comparison of measurement and simulation results show that the magnitude and sign of the detected signals correlate well with each other and correspond to the static magnetization curves.

The detection efficiency greatly depends on the angle of polarization of the laser radiation with respect to the magnetization vector of the ferromagnetic sample. The most effective nonlinearity is evident in the case where the magnetic field of a linearly polarized laser radiation lies in a plane parallel to the magnetic moment of the magnetization of ferromagnetic.

Уважаемые читатели!

Подписка на журнал оформляется через подписное агентство «Книга-Сервис» и объединенный каталог «Пресса России» (подписной индекс **29196**)

Журнал включен:

- В *Российский индекс научного цитирования (РИНЦ)*.
- В базу данных *Russian Science Citation Index (RSCI)* на платформе *Web of Science*.
- В *Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук*.