

Магнитопропускание в магнестрикционном кристалле CoFe_2O_4 в геометрии Фарадея

Ю. П. Сухоруков¹⁾, А. В. Телегин, Н. Г. Бебенин, А. А. Бучкевич¹⁾, А. П. Носов, В. Д. Бессонов

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620108 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 18 мая 2018 г.

После переработки 31 мая 2018 г.

Показано, что в магнестрикционном кристалле феррит-шпинели CoFe_2O_4 в фарадеевской геометрии эксперимента магнитопропускание неполяризованного инфракрасного излучения достигает 30 % в поле 7.5 кЭ. Этот эффект связан с изменением под действием поля положения края фундаментального поглощения, интенсивности и положения полос примесного поглощения. Установлена корреляция между полевыми зависимостями магнитопропускания и магнестрикции, оценен вклад эффекта Фарадея в магнитопропускание. Проведен анализ магнитооптических и магнитоупругих свойств с учетом вклада деформационного потенциала для валентной зоны.

DOI: 10.1134/S0370274X1813009X

1. Введение. Интенсивное развитие стрейнтроники [1, 2] и наличие больших по величине магнитооптических эффектов в магнестрикционных материалах формируют новую ветвь физики магнитных явлений – “стрейн-магнитооптика” (“*strain-magneto-optics*” [3, 4]). Необходимым условием возникновения стрейн-магнитооптики является наличие управляемой деформации решетки, например, большой величины магнестрикции $\Delta l/l$, где Δl – удлинение или укорочение магнетика при включении поля H . В качестве такого материала удобно использовать ферромагнитную шпинель CoFe_2O_4 с температурой Кюри $T_C = 812$ К, обладающую высокими значениями $\Delta l/l = 10^{-4}$, намагниченности, прозрачности в инфракрасной области спектра ($E_g = 1.18$ эВ) и отсутствием свободных носителей заряда. В работах [3, 4] впервые было показано, что в CoFe_2O_4 существует большой эффект магнитоотражения ($\Delta R/R$) в естественном свете в ИК-области спектра, причем полевые зависимости $\Delta R/R$ коррелируют с магнестрикцией. Магнитоотражение формируется изменением под действием поля края фундаментального поглощения, полосы примесного поглощения и фонового спектра. Однако указанные в [3, 4] механизмы, ответственные за магнитоотражение, не имеют прямого экспериментального доказательства в спектрах поглощения в магнитном поле. Поглощение света в ИК-области для монокристаллов CoFe_2O_4 и влияние магнитного поля на оптические свойства практически не изучалось, исключение составляет работа [5],

в которой приводятся некоторые данные, полученные на поликристаллических образцах. Отсутствуют также данные о связи $\Delta l/l$ и магнитопропускания ($\Delta t/t$) и о возможном вкладе магнитооптического эффекта Фарадея в магнитопропускание для магнестрикционных материалов в ИК-области спектра.

В данной работе впервые было изучено поглощение и магнитопропускание естественного (неполяризованного) света в монокристаллах CoFe_2O_4 в фарадеевской геометрии эксперимента, обнаружена корреляция магнитоупругих свойств и магнитопропускания, определен вклад эффекта Фарадея в магнитопропускание, а также проведено сравнение полученных данных с особенностями магнитопропускания света в ферромагнитных шпинелях $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Cr}_2\text{Se}_4$ с величиной магнестрикции на два порядка меньшей, чем для монокристаллов CoFe_2O_4 .

2. Эксперимент. Монокристаллы CoFe_2O_4 были выращены методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом. Параметр кристаллической решетки равен $a_0 = 8.38$ Å и является близким к значению $a_0 = 8.39$ Å, приведенному в работе [6]. Методом рентгеновского микроанализа было установлено, что состав образца в пределах погрешности метода соответствует формульной единице [3, 4].

Для измерения поглощения света были изготовлены пластины площадью 4×4 мм² ориентацией (001) и толщиной $d = 100$ мкм. Пропускание света (t) измерялось на призменном спектрометре при нормальном падении неполяризованного излучения в области длин волн $1.4 \leq \lambda \leq 16$ мкм, в температурном

¹⁾e-mail: suhorukov@imp.uran.ru; buchkevich@imp.uran.ru

интервале от 80 до 360 К и в полях до $H = 7.5$ кЭ. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образца (001) вдоль направления распространения света – фарадеевская геометрия эксперимента (см. вставка на рис. 2). Парапроцесс имеет место в полях $H > 5$ кЭ, намагниченность M_s насыщения CoFe_2O_4 при комнатной температуре составляет $4\pi M_s \approx 5$ кГс. При исследовании изменения оптических свойств в полях насыщения образец можно считать однородно намагниченным. Поскольку свет является неполяризованным, то при нормальном падении света на образец для него все направления в плоскости являются равнозначными и анизотропия оптических свойств CoFe_2O_4 в эксперименте практически не проявляется.

Коэффициент поглощения с учетом коэффициента зеркального отражения (вставка на рис. 1а) определялся из выражения $K = (1/d) \ln[(1-R)^2(1/t)]$. Магнитопропускание рассчитывалось по выражению $\Delta t/t = [t(H) - t(0)]/t(0)$, где $t(H)$ и $t(0)$ – коэффициенты пропускания при наличии и отсутствии магнитного поля. Удельное фарадеевское вращение (F) измерялось по однолучевой методике при угле 45° между поляризатором и анализатором. Температурные зависимости F , t и $\Delta t/t$ измерялись в режиме нагрева со скоростью $\sim 1-3^\circ/\text{мин}$.

3. Спектр поглощения света. Спектр поглощения монокристалла CoFe_2O_4 при комнатной температуре (рис. 1а) хорошо согласуется со спектром оптической проводимости, рассчитанным методом Крамерса–Кронига из спектров отражения этих же образцов [3, 4]. Резкий рост поглощения при $\lambda < 2$ мкм обусловлен затянутым низкоэнергетическим краем фундаментального поглощения при $E_g = 1.18$ эВ (~ 1 мкм) для $T = 300$ К, который формируется непрямыми межзонными переходами из гибридных $d\text{Co}+p\text{O}$ -состояний валентной зоны в точке X зоны Бриллюэна в $d\text{Fe}$ -состояния зоны проводимости в точке Γ [7]. При понижении температуры от 400 до 80 К край поглощения испытывает “синий” сдвиг в область коротких длин волн на ~ 8 мэВ на уровне поглощения $K = 200$ см^{-1} (рис. 1), близкий данным [8, 9]. Отметим, что в ферромагнитных шпинелях $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Cr}_2\text{Se}_4$ имеет место сильный “красный” температурный сдвиг края поглощения, а также анизотропия оптических свойств, связанные с сильным обменным взаимодействием носителей заряда с локализованными магнитными моментами [10, 11].

В геометрии Фохта в спектрах зеркального отражения, оптической проводимости, рассчитанной методом Крамерса–Кронига, и магнитоотражения име-

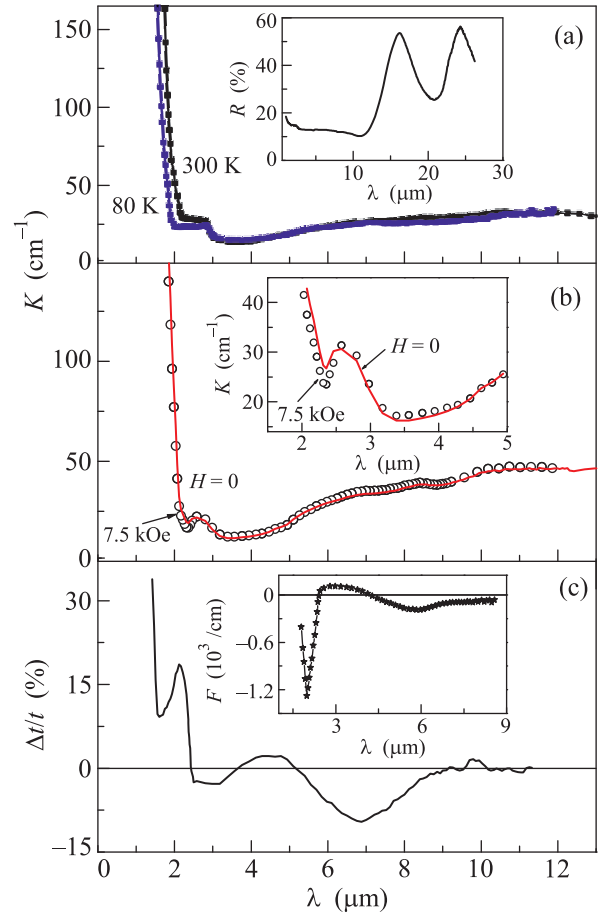


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры поглощения K монокристалла CoFe_2O_4 . (а) – При разных температурах. (б) – В магнитном поле 7.5 кЭ и без поля при $T = 295$ К. (с) – Спектр магнитопропускания $\Delta t/t$ при $H = 7.5$ кЭ и $T = 295$ К. На вставках: (а) – спектр отражения монокристалла CoFe_2O_4 [3], (б) – часть спектров поглощения в увеличенном масштабе; (с) – спектр удельного фарадеевского вращаения F в поле $H = 7.5$ кЭ при комнатной температуре

ет место анизотропия оптических свойств [3, 4]. Эта анизотропия не связана напрямую с обменным взаимодействием, а проявляется через сильную деформацию кристаллической решетки под действием магнитного поля, которая, в свою очередь, изменяет электронный спектр и индексы рефракции кристалла. В геометрии Фарадея анизотропия оптических свойств для CoFe_2O_4 практически не проявляется. Исследование поглощения в фохтовской геометрии эксперимента (поле в плоскости образца) планируется на следующем этапе работ.

При $\lambda = 2.6$ мкм (0.48 эВ) в спектре поглощения проявляется слабая полоса, положение которой практически не меняется от температуры (рис. 1а).

В работе [5] наблюдали близкую по энергии полосу при $\lambda = 2.91$ мкм, связанную с упругими модами. Эту полосу выделяли также в спектре оптической проводимости при $\lambda \sim 2.96$ мкм [3, 4]. Поскольку в данной спектральной области другие особенности поглощения отсутствуют, то мы полагаем, что речь идет об одной и той же полосе. В работе [5] было показано, что легирование CoFe_2O_4 ионами Zn, Zr и Cd не влияет на положение и интенсивность этой полосы. Можно предположить, что она связана с вакансиями в анионной подрешетке. Подобные MIR (“*mid-infrared*”)-полосы существуют во многих сложных оксидах, а также в $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Cr}_2\text{Se}_4$ [10, 11]. Они связаны с глубокими примесными уровнями и могут иметь тонкую структуру (дублет и даже кваттет), которая не разрешается на призменном спектрометре из-за большой величины линейной дисперсии. Уменьшение интенсивности полосы при низких температурах, скорее всего, связано с уменьшением вклада края фундаментального поглощения.

Наличие широкой полосы в интервале $3 < \lambda < 14$ мкм со слабыми особенностями, центрированными при $\lambda = 6, 8$ и 10 мкм, также можно связать с примесными уровнями. Подобную полосу наблюдали для кристалла CoFe_2O_4 в [5]. Интенсивность и форма полосы менялась при легировании ионами Zn, Zr и Cd. Подобная полоса наблюдалась и в спектрах поглощения неотожженного HgCr_2Se_4 , где она связана с наличием вакансий в анионной и катионной подрешетках и исчезает после отжига в парах $\text{Hg} + \text{Se}$ [12]. По-видимому, в CoFe_2O_4 эта полоса образована дефектами в анионной и катионной подрешетках. Представляется интересным в дальнейшем провести исследование влияния отжига в различных атмосферах на спектры поглощения CoFe_2O_4 в магнитном поле и без поля. Охлаждение до $T = 80$ К только усиливает особенности полосы в интервале $3 < \lambda < 14$ мкм (рис. 1a). Наблюдаемый минимум поглощения при $\lambda = 14$ мкм, скорее всего, связан с наличием минимума перед областью остаточных лучей [13, 14].

Согласно данным магнитоотражения [3, 4], магнитное поле должно приводить к “красному” сдвигу края поглощения. Однако рис. 1b показывает, что поле величиной 7.5 кЭ приводит к “синему” сдвигу края поглощения на $+10$ мэВ на уровне $K = 200 \text{ см}^{-1}$ при $T = 300$ К. В CoFe_2O_4 свободные носители заряда отсутствуют и величина обменного взаимодействия существенно ниже, чем в $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Cr}_2\text{Se}_4$.

Важным экспериментальным результатом является обнаружение “красного” сдвига MIR-полосы при $\lambda = 2.6$ мкм на 15 мэВ под действием поля $H = 7.5$ кЭ

при $T = 300$ К (вставка на рис. 1b), что согласуется с данными магнитоотражения [3, 4]. Чувствительность MIR-полосы к магнитному полю свидетельствует о ее связи не только с анионной подрешеткой, но и с Fe-подрешеткой, как это имело место для донорных состояний в $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Cr}_2\text{Se}_4$, образованных вакансиями $V_{\text{Se}} + \text{Sr}^{2+}$ [11]. По-видимому, полоса поглощения при $\lambda = 2.6$ мкм в CoFe_2O_4 образована переходами из валентной зоны в донорные состояния $V_{\text{O}} + 3d(\text{Fe}^{3+})$.

Магнитное поле приводит к незначительному смещению примесных полос в интервале $3 < \lambda < 14$ мкм и изменению их интенсивности (рис. 1b). Таким образом, в фарадеевской геометрии эксперимента магнитное поле оказывает влияние не только на край поглощения, но и на полосы примесного поглощения в монокристаллах CoFe_2O_4 , что более наглядно демонстрируют спектры магнитопротекания.

4. Магнитопротекание. Рисунок 1c демонстрирует сложную форму спектра магнитопротекания света $\Delta t/t$ для CoFe_2O_4 со сменой знака. Наибольшей величины $\Delta t/t$ достигает вблизи края фундаментального поглощения ($+34\%$ при $\lambda = 1.4$ мкм), что связано со сдвигом края поглощения образованного непрямыми переходами из d -состояний ионов Co^{2+} в d -состояния ионов Fe^{3+} под действием поля.

Изменения коэффициента поглощения в магнитном поле обусловлены появлением вследствие магнитоэлектрической деформации кристалла вдоль оси четвертого порядка, что согласуется с имеющимися данными о зонной структуре CoFe_2O_4 . Проведем оценку энергии смещения края поглощения при наличии магнитоупругих деформаций. При линейной магнитоэлектрической деформации и при $T \ll T_C$ изменение объема кристалла отсутствует, поэтому смещение дна зоны проводимости, расположенного в точке Γ зоны Бриллюэна, равно нулю. Потолок валентной зоны расположен в точках X , поэтому в случае $H > 5$ кЭ и $H \parallel [001]$ энергия смещения края валентной зоны, расположенной на линии $[100]$, будет равна $\Delta \epsilon_\nu = \Xi_u |\lambda_{100}|$, где Ξ_u – деформационный потенциал, λ_{100} – константа магнитоэлектрики. Тогда магнитопротекание можно оценить, как $\Delta t/t = [t(E + \Delta \epsilon_\nu) - t(E)]/t(E) \approx (d \ln(t)/dE) \cdot \Delta \epsilon_\nu$. В области края поглощения на уровне $K = 250 \text{ см}^{-1}$ при $E \approx 0.73$ эВ ($\lambda = 1.7$ мкм) производная $d \ln(t)/dE$ имеет величину $\sim 0.63 \text{ эВ}^{-1}$. Величина $|\Xi_u|$ составляет $10\text{--}20$ эВ [15], $|\lambda_{100}| \approx 6 \cdot 10^{-4}$ при $T \approx 295$ К [16]. Следовательно, величина $\Delta t/t$ вблизи края поглощения должна быть около 1% , что более чем на порядок меньше экспериментальных данных (рис. 1c). Причина появления в рассмотренной спектральной области значи-

тельного по величине “синего” сдвига остается неизвестной.

Наличие в спектре магнитопропускания при $\lambda = 2.6$ мкм резонансно-подобной особенности со сменой знака эффекта от +19 до -3% связано со смещением под действием поля MIR-полосы поглощения. Подобное поведение $\Delta t/t$ наблюдалось в области примесного поглощения и для шпинели $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Cr}_2\text{Se}_4$ [17]. Следующая по спектру резонансно-подобная особенность ($+2 < \Delta t/t < -10\%$), скорее всего, связана со смещением и изменением интенсивности под действием поля неразрешенной примесной полосы при $\lambda = 6$ мкм.

В фарадеевской геометрии эксперимента в магнитопропускание неполяризованного света может давать заметный вклад традиционное фарадеевское вращение линейно-поляризованного света (F). Такой вклад является следствием частичной поляризации света оптической системой спектрометра, которая в нашем случае составляет $P = 0.1$ (экспериментальные данные). Для подтверждения этой особенности эксперимента, мы провели исследование эффекта Фарадея в ИК-области спектра и выделили вклад F в полевые зависимости $\Delta t/t$ в области края поглощения и примесного поглощения.

На вставке рис. 1с представлен спектр F при $T = 300$ К. Эффект Фарадея в кристалле формируется глубоким отрицательным экстремумом $F \approx -1300^\circ/\text{см}$ при $\lambda = 1.9$ мкм, связанным с переходами из Co^{2+} в Fe^{3+} состояния [18]. В интервале $2 < \lambda < 9$ мкм спектр F имеет положительный максимум до $+120^\circ/\text{см}$ при $\lambda \approx 3$ мкм и отрицательный до $-200^\circ/\text{см}$ при $\lambda \approx 6$ мкм. Понижение температуры до 80 К приводит к сдвигу спектра $F(\lambda)$ в область положительных значений без изменения положения максимумов (на вставке к рис. 1с не показано). Такое смещение, вероятно, обусловлено температурным сдвигом “хвостов” края поглощения. Наличие сложной структуры спектра F в среднем ИК-диапазоне является не характерным для феррит-шпинелей [19] и, вероятно, связано с примесными состояниями, как это имело место для шпинели CdCr_2S_4 [20].

На рисунке 2а, б представлены полевые зависимости $\Delta t/t(H)$ и $F(H) \sim M(H)$. Зависимость $F(H)$ показывает, что намагниченность монотонно растет с увеличением поля, а насыщение наступает при $H \sim 6$ кЭ, что согласуется с приведенным выше значением $4\pi M_s$. В зависимости $\Delta t/t(H)$ заметный рост эффекта начинается при $H \sim 2$ кЭ, но насыщение происходит в тех же полях $H \sim 6$ кЭ. Характер полевых зависимостей $\Delta t/t(H)$ вблизи края поглощения и в

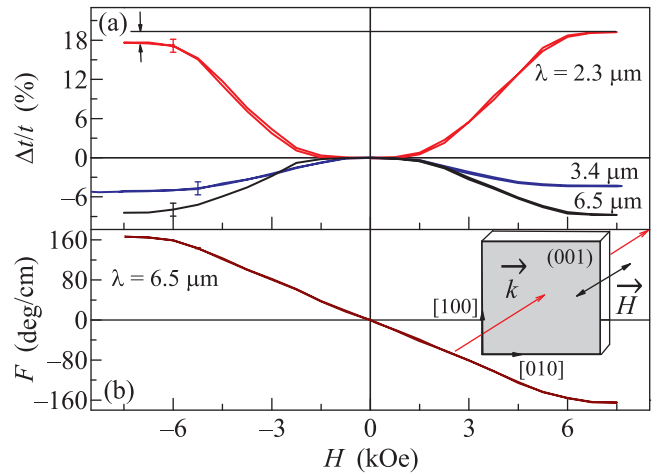


Рис. 2. (Цветной онлайн) Полевые зависимости: (а) – магнитопропускания для выбранных длин волн; (б) – удельного фарадеевского вращения для монокристалла CoFe_2O_4 при комнатной температуре. Символами указана погрешность измерений. На вставке – ориентация поля в геометрии эксперимента

области примесного поглощения подобен полевой зависимости магнестрикции $\Delta l/l(H)$ для монокристалла CoFe_2O_4 при $H \perp [100]$ и $T = 290$ К, которая достигает насыщения $180 \cdot 10^{-6}$ при $H = 6$ кЭ [16]. Заметим, что в шпинели $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Cr}_2\text{Se}_4$ с малой величиной магнестрикции область слабого изменения $\Delta t/t(H)$ в геометрии Фарадея и магнитоотражения существенно меньше [17]. Подобие зависимостей $\Delta t/t(H)$ и магнестрикции при $H \perp [100]$ и их отличие от зависимости $F(H)$ позволяет сделать вывод о том, что магнитопропускание в CoFe_2O_4 в области примесного поглощения в фарадеевской геометрии эксперимента связано с магнестрикцией. Чувствительность полос примесного поглощения к магнитоупругим свойствам указывает на то, что примеси должны занимать низкосимметричные позиции в элементарной ячейке.

Наличие вклада Фарадея в магнитопропускание ярко проявляется в асимметрии ветвей кривых $\Delta t/t(H)$ при смене направления поля, хотя магнитопропускание является четным эффектом (рис. 2а). Подобный вклад F в $\Delta t/t(H)$, связанный с частичной поляризацией света оптической измерительной системой, имел место и для монокристаллов $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Cr}_2\text{Se}_4$ [17]. Знак асимметрии $\Delta t/t(H)$ соответствует знаку фарадеевского вращения для соответствующей длины волны. В качестве примера на рис. 2 приведены данные $\Delta t/t(H)$ для длин волн $\lambda = 2.3$ мкм, $\lambda = 3.4$ мкм и $\lambda = 6.5$ мкм, при которых магнитопропускание и F имеют достаточно большие

величины. Кроме того, при $\lambda = 3.4$ мкм F имеет положительный знак. Оценка фарадеевского вращения из изменения интенсивности пропускания в магнитном поле (рис. 2а) по закону Малюса в полях насыщения $H = 6.5$ кЭ при комнатной температуре дала величины $F \approx -450^\circ/\text{см}$, $+150^\circ/\text{см}$ и $-400^\circ/\text{см}$ при $\lambda = 2.3$ мкм, 3.4 и 6.5 мкм, соответственно. Таким образом, вклад эффекта Фарадея в $\Delta t/t(H)$ отражает изменение знака в спектре F , совпадает по величине с экспериментальными данными (вставка на рис. 1с). Изменение величины магнитопротекания в результате вклада F в области максимума эффекта не превышает 15%.

Температурные зависимости $\Delta t/t(T)$ и $F(T)$ вблизи края поглощения при $\lambda \sim 2$ мкм (рис. 3) отражают поведение оптической щели (ε_g) для

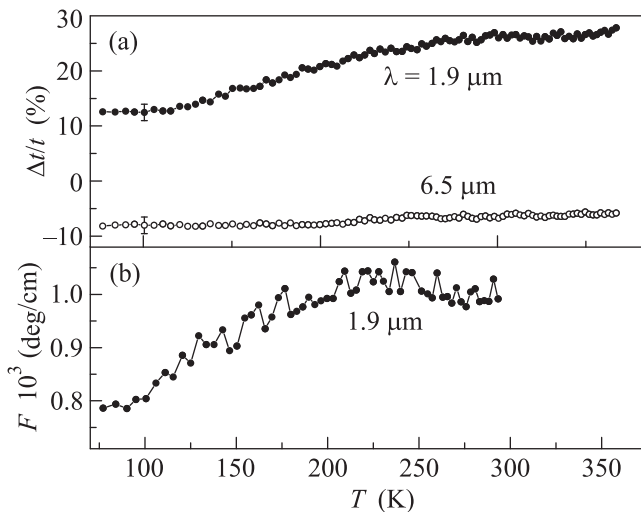


Рис. 3. Температурные зависимости: (а) – магнитопротекания для разных длин волн; (б) – удельного фарадеевского вращения для монокристалла CoFe_2O_4 в поле $H = 7.5$ кЭ. Символами указана погрешность измерений

монокристалла CoFe_2O_4 , а также констант анизотропии [8, 21]. Уменьшение величины эффектов при понижении температуры связано с “синим” сдвигом края поглощения. Появление температурно-независимого плато в $\Delta t/t$ при $T < 120$ К может быть связано с насыщением констант анизотропии [20, 21]. В области примесного поглощения, например, при $\lambda = 6.5$ мкм (рис. 3), влияние края поглощения на $\Delta t/t$ существенно ослаблено, в результате наблюдается слабый температурный ход магнитопротекания. Тем не менее, при детальном рассмотрении имеется изменение наклона кривой $\Delta t/t(T)$ в окрестности тех же температур, что и для

$\lambda \sim 2$ мкм, что, по-видимому, обусловлено влиянием сдвига края поглощения и в этой области спектра.

Закключение. Исследование влияния магнитного поля на спектры поглощения монокристаллов магнитострикционной ферритмагнитной шпинели CoFe_2O_4 в фарадеевской геометрии эксперимента позволило впервые обнаружить гигантский четный эффект магнитопротекания неполяризованного света величиной до 30% в широкой ИК-области спектра при температурах от 80 до 360 К. Показано, что эффект связан с изменением под действием магнитного поля положения края фундаментального поглощения, а также положения и интенсивности полос примесного поглощения в кристалле. Оценка энергии смещения края поглощения при наличии магнитоупругих деформаций дает величину магнитопротекания порядка 1%, что на порядок меньше экспериментально наблюдаемой и указывает на наличие неучтенных механизмов поглощения света в магнитном поле. Схема эксперимента и частичная поляризация излучения оптической системой установки приводит к появлению вклада эффекта Фарадея в магнитопротекание, которое проявляется в асимметрии полевых зависимостей магнитопротекания.

Обнаружена корреляция магнитопротекания света и магнитострикции для монокристалла CoFe_2O_4 , связанная с чувствительностью края фундаментального поглощения и полос примесного поглощения к магнитоупругим свойствам кристалла. Влияние магнитного поля на поглощение света является непрямым: магнитное поле приводит к деформации кристаллической решетки и зонной структуры, что, в свою очередь, приводит к изменению спектров поглощения.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема “Спин” # АААА-А18-118020290104-2), при частичной поддержке программы Уро РАН # 18-10-2-37 и гранта Минобразования РФ # 14.Z50.31.0025.

1. K. Roy, Proc. SPIE **9167**, 91670U (2014).
2. А. Б. Устинов, П. И. Колков, А. А. Никитин, Б. А. Калинин, Ю. К. Фетисов, G. Srinivasan, ЖТФ **81**(6), 75 (2011).
3. Yu. P. Sukhorukov, A. V. Telegin, N. G. Bebenin, A. P. Nosov, V. D. Bessonov, and A. A. Buchkevich, Solid State Comm. **263**, 27 (2017).
4. Yu. P. Sukhorukov, A. V. Telegin, N. G. Bebenin, A. P. Nosov, V. D. Bessonov, and A. A. Buchkevich, ЖЭТФ **153**(1), 127 (2018).

5. A. Rahman, A. Gafur, and A.R. Sarker, *Int. J. Innovative Research in Advanced Engineering* **2**(1), 99 (2015).
6. W.H. Wang and X. Ren, *J. Crystal Growth* **289**, 605 (2006).
7. B.S. Holinsworth, D. Mazumdar, H. Sims, Q.-C. Sun, M.K. Yurtisigi, S.K. Sarker, A. Gupta, W.H. Butler, and J.L. Musfeldt, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 082406 (2013).
8. R.C. Rai, S. Wilser, M. Guminiak, B. Cai, and M.L. Nakarmi, *Appl. Phys. A* **106**, 207 (2012).
9. C. Himcinschi, I. Vrejoiu, G. Salvan, M. Fronk, A. Talkenberger, D.R.R. Zahn, D. Rafaja, and J. Kortus, *J. Appl. Phys.* **113**, 084101 (2013).
10. M.I. Auslender and N.G. Bebenin, *Solid State Comm.* **69**(7), 961(1989).
11. M.I. Auslender, E.V. Barsukova, N.G. Bebenin, B.A. Gizhevskii, N.N. Loshkareva, Yu.P. Sukhorukov, and N.M. Chebotaev, *Sov. Phys. JETP* **68**(1), 139 (1989).
12. T. H. Lee, T. Coburn, and R. Gluck, *Solid State Comm.* **9**, 1821 (1971).
13. А. А. Самохвалов, И. Г. Факидов, *ФММ* **4**, 249 (1957).
14. T. T. Srinivasan, C. M. Srivastava, N. Venkataramani, and M. R. Patni, *Bull. Mater. Sci.* **6**(6), 1063 (1984).
15. K. Seeger, *Semiconductor Physics*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg GmbH (2004), p. 538.
16. R. M. Bozorth, E. F. Tilden, and A. J. Williams, *Phys. Rev.* **99**(6), 1788 (1955).
17. Ю. П. Сухоруков, А. В. Телегин, Н. Г. Бебенин, Р. И. Зайнуллина, Е. В. Мостовщикова, Н. А. Виглин, Е. А. Ганьшина, Г. С. Зыков, В. А. Федоров, Т. К. Менщикова, А. А. Бучкевич, *ЖЭТФ* **148**(3), 503 (2015).
18. W. L. Peeters and J. W. D. Martens, *J. Appl. Phys.* **53**, 8178 (1982).
19. G. Zanmarchi and P. F. Bongers, *J. Appl. Phys.* **40**(1), 1230 (1969).
20. R. K. Ahrenkiel, F. Moser, E. Carnall, T. Martin, D. Pearlman, S. L. Lyu, T. Coburn, and T. H. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 171 (1971).
21. M. Kriegisch, W. Ren, R. Sato-Turelli, H. Muller, R. Grossinger, and Z. Zhang, *J. Appl. Phys.* **111**, 07E308 (2012).