

09,05

Линейные и нелинейные магнитооптические явления в эпитаксиальных пленках халькогенидов европия EuX ($X = \text{O}, \text{Se}, \text{Te}$)

© В.В. Павлов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: pavlov@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 28 сентября 2018 г.)

Представлены результаты исследования магнитооптических эффектов в эпитаксиальных пленках магнитных полупроводников — халькогенидов европия EuX ($X = \text{O}, \text{Se}, \text{Te}$): линейного и квадратичного магнитооптических эффектов Керра, фотоиндуцированного эффекта Фарадея, магнито-индуцированной генерации второй и третьей оптических гармоник, обратного эффекта Фарадея и явления оптической ориентации. Обнаружен большой квадратичный магнитооптический эффект Керра в пленках EuO и $(\text{Eu},\text{Gd})\text{O}$. В халькогенидах европия EuTe и EuSe методом оптической накачки и зондирования изучены фотоиндуцированные спиновые поляроны с гигантским значением магнитного момента. В этих же материалах выявлен новый тип нелинейной магнитооптической восприимчивости, отвечающей за генерацию второй оптической гармоники и связанной с магнитным упорядочением спинов ионов Eu^{2+} .

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-12-01314).

DOI: 10.21883/FIT.2019.03.47248.263

1. Введение

В последнее время усилия многих ученых и технологов направлены на поиск и исследование новых материалов, представляющих интерес для устройств спинтроники или спиновой электроники [1–4]. Спинтроника отличается от традиционной электроники тем, что в дополнение к зарядовому состоянию электрона его спин может использоваться как дополнительная степень свободы или бит информации. Использование спиновой степени свободы может дать принципиальную возможность создания новых эффективных систем обработки, хранения и передачи данных. Зачастую предполагается, что устройства спинтроники будут реализованы с использованием разбавленных магнитных полупроводников, таких как, например, $(\text{Zn},\text{Mn})\text{Te}$, $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$, $(\text{Ga},\text{Mn})\text{N}$ и других [5,6]. Однако собственные магнитные полупроводники — халькогениды европия EuX ($X = \text{O}, \text{S}, \text{Se}, \text{Te}$) имеют не меньший практический потенциал для создания систем спиновой электроники и оптоэлектроники [7].

Халькогениды европия EuX ($X = \text{O}, \text{S}, \text{Se}, \text{Te}$) представляют собой компактную группу магнитных полупроводников, обладающих уникальными электронными, магнитными, оптическими и магнитооптическими (МО) свойствами. Физические свойства халькогенидов европия EuX определяются электронной структурой ионов Eu^{2+} , имеющих сильно локализованные $4f^7$ электроны с большим спином $S = 7/2$ [8]. EuX являются соединениями с классическим гейзенберговским обменным взаимодействием, в которых конкуренция двух типов обменных интегралов приводит к различным магнитным фазовым

диаграммам, которые могут включать антиферромагнитный (АФМ), ферримагнитный (ФиМ) и ферромагнитный (ФМ) типы магнитного упорядочения. Например, EuO и EuS являются ферромагнетиками с температурами Кюри $T_C = 69.4 \text{ K}$ и 16.5 K , соответственно, EuTe является антиферромагнетиком с температурой Нееля $T_N = 9.6 \text{ K}$, а EuSe является метамагнетиком при низких температурах и может проявлять АФМ ($T_N = 4.6 \text{ K}$), ФиМ- и ФМ-типы магнитного упорядочения в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля [7–9]. Ферромагнитный оксид европия EuO с наибольшей температурой Кюри для группы халькогенидов EuX представляет особый интерес, поскольку его магнитные, электрические и оптические свойства могут управляться электронным допированием, см. например [10]. В частности, легирование EuO несколькими процентами ионов Gd приводит к выраженному увеличению температуры Кюри до 135 K [7]. Это позволяет создавать элементы спинтроники на основе $(\text{Eu},\text{Gd})\text{O}$, работающие при температурах жидкого азота. В работах [11,12] сообщалось о росте нанометровых пленок EuO и $(\text{Eu},\text{Gd})\text{O}$ на кремневых подложках методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Показана принципиальная совместимость халькогенидов европия EuX с традиционной электроникой на основе кремния Si .

В настоящей статье представлен краткий обзор исследований по линейным и нелинейным МО явлениям в эпитаксиальных пленках халькогенидов европия EuX ($X = \text{O}, \text{Se}, \text{Te}$), выполненных за последние десять лет и проведенных при тесном сотрудничестве ФТИ им. А.Ф. Иоффе с Техническим университетом Дортмунда (Германия) и Университетом Сан-Паулу (Бразилия).

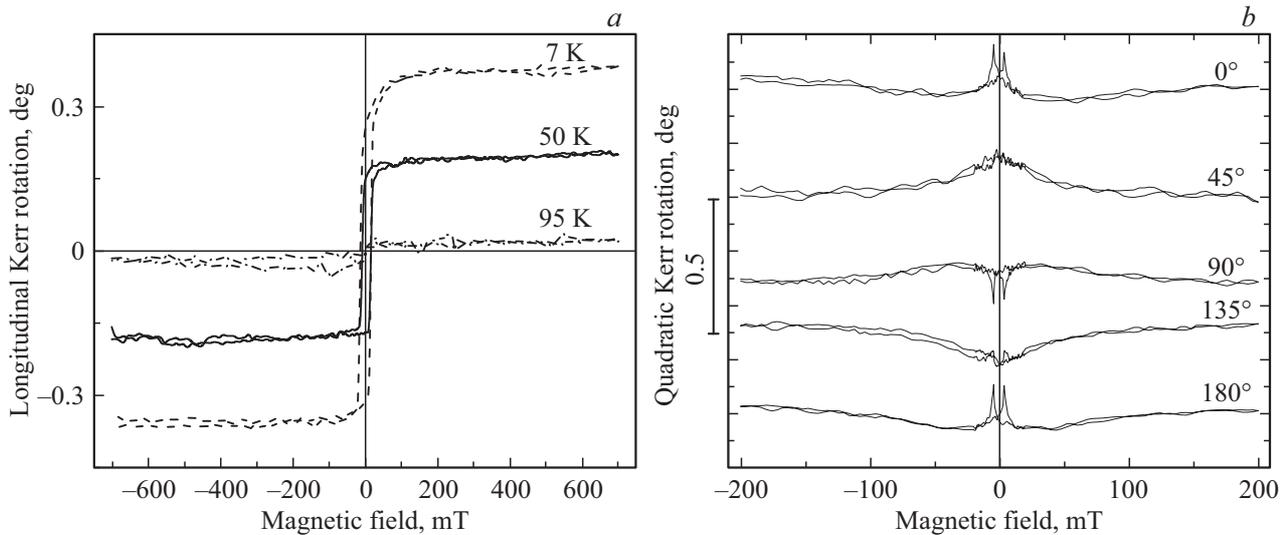


Рис. 1. *a)* Полевые зависимости меридионального магнитооптического эффекта Керра в пленке $\text{Eu}_{0.97}\text{Gd}_{0.03}\text{O}$ при различных температурах для энергии фотонов 1.85 eV. *b)* Полевая зависимость квадратичного магнитооптического эффекта Керра в пленке $\text{Eu}_{0.97}\text{Gd}_{0.03}\text{O}$ при различных углах ориентации плоскости поляризации света относительно направления намагниченности, лежащей в плоскости образца.

2. Экспериментальные образцы

Пленочные образцы халькогенидов европия EuTe и EuSe выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (111)-ориентированных подложках фторида бария BaF_2 [13]. Эпитаксиальные слои этих материалов имели толщину $d = 1$ мкм. Для защиты от воздействия паров воды выращенные образцы EuTe и EuSe покрывались защитной пленкой BaF_2 с толщиной 40 nm. BaF_2 обладает запрещенной зоной около 9.2 eV, поэтому подложка и защитный слой, выполненные из этого материала, полностью прозрачны в видимой области спектрального диапазона. Качество полученных образцов контролировалось методом рентгеноструктурного анализа. Наноразмерные пленки EuO ($d = 110$ nm) и $(\text{Eu,Gd})\text{O}$ ($d = 40$ nm) также выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на иттрий-стабилизированном оксиде циркония $(\text{Zr,Y})\text{O}_2$ [14,15]. Качество выращенных пленок зависит от согласования постоянных решеток материала пленки и подложки. Постоянная решетки $(\text{Zr,Y})\text{O}_2$ составляет 5.142 Å, что очень близко к значению постоянной решетки 5.144 Å для EuO при комнатной температуре. Образцы EuO и $(\text{Eu,Gd})\text{O}$ были защищены от воздействия паров воды с помощью тонких слоев оксида кремния SiO_2 .

3. Линейный и квадратичный магнитооптические эффекты Керра

Линейные магнитооптические эффекты Фарадея и Керра, магнитного циркулярного дихроизма играют важную роль как для фундаментальных исследований, например, для выявления электронной и магнитной

структур твердых тел, так и для технических применений, например, для создания магнитооптических датчиков, устройств визуализации магнитных полей, элементов компьютерной памяти и т.д. [16]. Квадратичные МО-эффекты — магнитное линейное двулучепреломление и дихроизм, как правило, значительно слабее линейных эффектов. Квадратичные МО-эффекты также могут рассматриваться как инструмент в фундаментальных исследованиях, поскольку обладают высокой чувствительностью к магнитной анизотропии материалов [17–19].

В ферромагнитных материалах тензор диэлектрической проницаемости ε_{ij} может быть записан как разложение в ряд по компонентам, которые являются линейными и квадратичными функциями намагниченности \mathbf{M} [20,21]

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^0 + \alpha_{ijk}M_k + \beta_{ijkl}M_kM_l + \dots, \quad (1)$$

где ε_{ij}^0 — независимая от намагниченности часть тензора диэлектрической проницаемости ε_{ij} , тензор α_{ijk} определяет линейные МО-эффекты Фарадея и магнитного циркулярного дихроизма при прохождении света через образец и МО-эффект Керра при отражении света, тензор β_{ijkl} отвечает за квадратичные МО-эффекты — магнитное линейное двулучепреломление и дихроизм при прохождении света, а также квадратичный МО-эффект Керра при отражении света.

На рис. 1 показаны для сравнения полевые зависимости линейного и квадратичного магнитооптических эффектов Керра в пленке $(\text{Eu,Gd})\text{O}$. Данные эффекты измерялись с использованием высокочувствительной поляриметрической установки. Петли гистерезиса линейного МО-эффекта Керра в пленке $\text{Eu}_{0.97}\text{Gd}_{0.03}\text{O}$, измеренные в меридиональной геометрии, являются нечетными

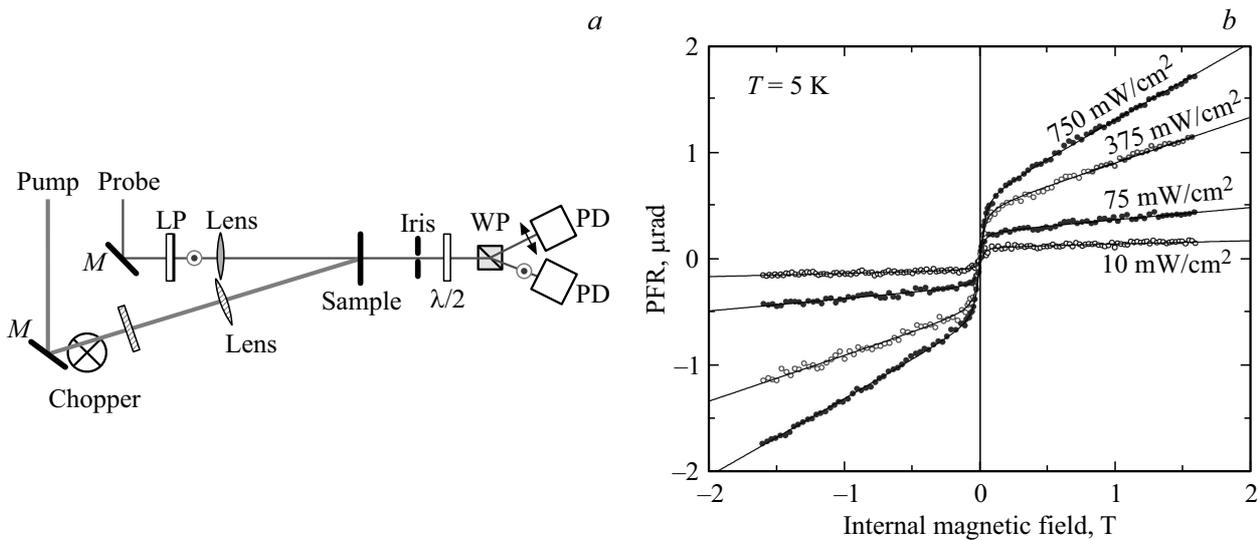


Рис. 2. *a)* Схема установки, использующей метод оптической накачки (pump) и зондирования (probe); *M* — зеркало, chopper — механический модулятор типа „вертушка“, lens — линза, LP — линейный поляризатор, sample — образец, iris — диафрагма, $\lambda/2$ — полуволновая пластина, WP — призма Волластона, PD — фотодиод. *b)* Полевые зависимости фотоиндуцированного эффекта Фарадея в EuTe при различных интенсивностях оптической накачки [23].

функциями намагниченности и имеют прямоугольную форму с полем коэрцитивности ~ 15 мТ. Петли гистерезиса квадратичного МО-эффекта Керра являются четными функциями намагниченности. Измерение поляризационных зависимостей позволяет провести разделение вкладов от линейных и квадратичных МО-эффектов. Величина и знак квадратичного МО-эффекта Керра завит от ориентации поляризации света относительно направления намагниченности исследованных образцов. Показано, что величина этого эффекта может достигать 1.4 deg при низкой температуре $T = 3 \text{ K}$, что является рекордно большим значением среди известных магнитных материалов, см., например [22].

4. Фотоиндуцированный эффект Фарадея

В халькогенидах европия EuTe и EuSe проведено исследование фотоиндуцированного эффекта Фарадея методом оптической накачки и зондирования с использованием непрерывного лазера и широкополосного источника света [23,24]. На рис. 2, *a* показана схема установки, использующей метод оптической накачки и зондирования. Источником света накачки служил либо Nd:YAG-лазер, работающий на удвоенной частоте с энергией фотона 2.33 eV , или ксеноновая лампа с фильтрацией с помощью монохроматора (диапазон энергий фотона $1.8\text{--}3.1 \text{ eV}$). Луч накачки фокусировался на образце в пятно с гауссовым профилем и диаметром $\sim 150 \text{ mkm}$. Полупроводниковый лазер с энергией фотонов 1.86 eV использовался в качестве источника света для луча зондирования. Перпендикулярно поверхности образца прикладывалось внешнее магнитное поле. Эксперименты проводились с использованием оптического

криостата со сверхпроводящими катушками для генерации магнитного поля в геометрии Фарадея. Интенсивность света накачки модулировалась на частоте 2.33 kHz посредством механического модулятора типа „вертушка“. Измерялось вращение плоскости поляризации света зондирующего луча с использованием балансного фотодетектора New Focus Nirvana [25] за счет фотоиндуцированного эффекта Фарадея, вызванного светом луча накачки.

Фотоиндуцированный эффект Фарадея исследован как функция интенсивности света, магнитного поля и температуры. На рис. 2, *b* показаны полевые зависимости фотоиндуцированного эффекта Фарадея в EuTe при различных интенсивностях оптической накачки [23]. Установлено, что при резонансном возбуждении оптического электродипольного перехода $4f^7 5d^0 \rightarrow 4f^6 5d^1$ при низкой температуре в EuX образуются магнитные поляроны с гигантским магнитным моментом, превышающим $600 \mu\text{B}$ для EuTe [23] и $6000 \mu\text{B}$ EuSe [24]. Магнитные поляроны — это квазичастицы с высокой степенью ферромагнитного порядка спинов ионов Eu^{2+} , возникающие благодаря обменному взаимодействию фотовозбужденного d -электрона и локализованных f -электронов ионов Eu^{2+} . Данные квазичастицы обладают большой эффективной массой и представляют собой сферы ферромагнитно упорядоченных спинов с радиусом, равным нескольким постоянным кристаллической решетки [26]. Температурная зависимость магнитного момента поляронов хорошо описывается законом Кюри–Вейса. Выше температуры 100 K происходит термическое гашение поляронов с энергией активации $\sim 0.01 \text{ eV}$. С увеличением интенсивности возбуждающего света в EuTe наблюдается насыщение концентрации магнитных поляронов на уровне $\sim 4.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, что позволяет предположить,

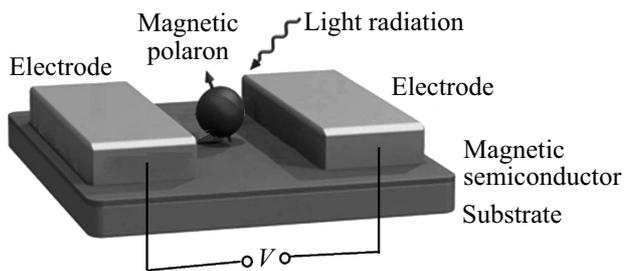


Рис. 3. Оптически управляемый спин-поляронный транзистор.

что поляроны закреплены на дефектах кристаллической структуры [23]. В EuSe такого насыщения не наблюдается, и кристалл EuSe может быть полностью переведен в поляризованное ферромагнитное состояние благодаря фотовозбуждению гигантских спиновых поляронов [24]. Разработана квантово-механическая модель для расчета фотоиндуцированного эффекта Фарадея, обусловленного образованием магнитных поляронов с большой величиной магнитного момента [27]. Таким образом, продемонстрирован новый подход к оптическому управлению магнитным состоянием в халькогенидах европия EuX, который может быть в принципе применен к любым собственным и разбавленным магнитным полупроводникам, магнитным диэлектрикам и гетероструктурам типа ферромагнетик–полупроводник.

Для спиновой электроники важную роль играют различные типы гибридных структур, выполняющих роль логических элементов, например, в работе [28] был впервые представлен спиновый транзистор, спиновый биполярный транзистор предложен в работе [29], а спин-вентильный описан в работе [30]. Можно предложить спиновый транзистор на основе оптически управляемых магнитных поляронов в пленках EuTe (см. рис. 3). При приложении внешнего напряжения V высоко- и низкорезистентные состояния такой структуры будут реализовываться вследствие прецессии спина электронов проводимости, движущихся в полупроводниковой подложке вблизи магнитного полярона, и зависимости рассеяния электронов от направления их спинов (эффект магнетосопротивления). Для инжекции спин-ориентированных электронов электроды должны быть изготовлены из ферромагнитного материала, например EuO. Ориентация магнитного поляронного момента может осуществляться или внешним магнитным полем, либо светом с определенной циркулярной поляризацией.

5. Обратный эффект Фарадея и явление оптической ориентации

Метод оптической накачки и зондирования с высоким временным разрешением был применен для изучения сверхбыстрой динамики в магнитном полупроводнике EuTe вблизи края запрещенной зоны [31]. На рис. 4, *a* показаны временные зависимости фотоиндуцированного

оптического вращения в EuTe для различных величин магнитного поля. На рис. 4, *b* показаны зависимости фотоиндуцированного вращения в EuTe от внешнего магнитного поля B . Установлено, что внешнее магнитное поле приводит к переключению от обратного эффекта Фарадея ($B < 3$ Т) к явлению оптической ориентации ($B > 3$ Т). При этом в полях менее 3 Т наблюдается лишь сигнал, связанный с перекрытием лучей накачки и зондирования, а в полях более 3 Т — хорошо заметен процесс релаксации с характерным временем затухания ~ 20 ps ($B = 6$ Т). Предложена теоретическая модель, описывающая оба наблюдаемых процесса с различными спектральными и временными свойствами. Свет с круговой поляризацией возбуждает электронный переход $4f^7 5d^0 \rightarrow 4f^6 5d^1$ в EuTe, а наблюдаемое переключение связано с сильным сдвигом края запрещенной зоны в EuTe в магнитном поле при низких температурах [32]. Таким образом, экспериментально показано, что мани-

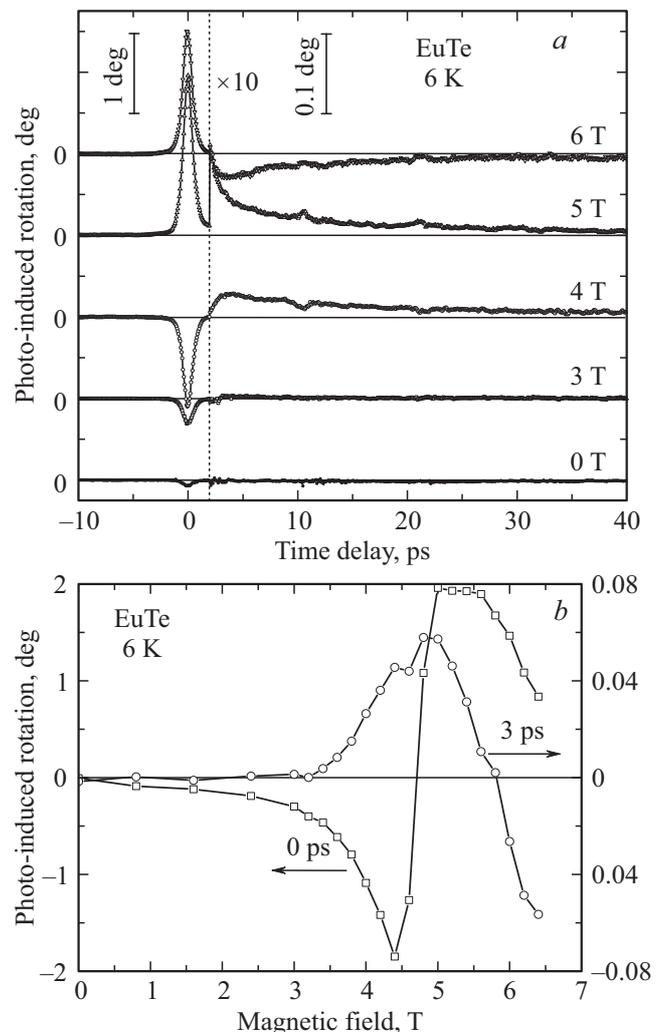


Рис. 4. *a*) Временные зависимости фотоиндуцированного оптического вращения в EuTe для различных значений внешнего магнитного поля и энергии фотонов 2.19 eV. *b*) Зависимость фотоиндуцированного вращения от магнитного поля в EuTe для двух временных задержек [31].

пуляция спиновыми состояниями в EuTe происходит в пикосекундном диапазоне времен.

6. Магнито-индуцированная генерация второй и третьей оптических гармоник

Халькогениды европия EuX являются centrosymmetric кристаллами со структурой галита — каменной соли (точечная группа $m\bar{3}m$). Хорошо известно, что генерация второй оптической гармоники (ГВГ) запрещена по симметрии в электродипольном приближении в centrosymmetric структурах. Поэтому весьма неожиданным было обнаружение ГВГ в этих материалах в магнитном поле [33,34]. В EuTe и EuSe исследовались спектральные и полевые зависимости, а также вращательные анизотропии ГВГ в области края запрещенной зоны. На рис. 5 показаны спектральные и полевые зависимости интенсивности ГВГ в EuSe. Наблюдается существенная модификация сигналов ГВГ во внешнем магнитном поле в области энергии фотонов $2\hbar\omega = 2.4$ eV. Хорошо видны скачки сигнала ГВГ, связанные с магнитными фазовыми переходами АФМ → ФМ и ФМ → ФМ. В АФМ фазе ГВГ не наблюдается, однако при приложении внешнего магнитного поля ГВГ возникает вследствие нарушения антиферромагнитного порядка и появления индуцированной намагниченности. В работах [33,34] показано, что источником ГВГ является нелинейная оптическая поляризация $\mathbf{P}^{2\omega}$, связанная с магнитодипольным вкладом следующего типа [33,34]:

$$\mathbf{P}^{2\omega} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}^\omega \mathbf{V}^\omega \mathbf{M}, \quad (2)$$

где $\chi^{(3)}$ — оптическая нелинейная восприимчивость третьего порядка, \mathbf{E}^ω и \mathbf{V}^ω — электрическое и магнитное поля электромагнитной волны на фундаментальной частоте ω , \mathbf{M} — намагниченность, индуцированная внешним магнитным полем.

В EuTe и EuSe было также проведено экспериментальное исследование генерации третьей оптической гармоники (ГТГ) [35,36]. В данных материалах метод ГТГ позволяет эффективно изучать как кристаллографические, так и индуцированные магнитным полем вклады, а также электронную зонную структуру. В отличие от ГВГ, сигналы ГТГ электродипольного типа наблюдаются в нулевом магнитном поле, поскольку кристаллографическая точечная группа симметрии EuTe и EuSe допускает существование таких вкладов.

Проведен подробный теоретический анализ электронной структуры EuTe и EuSe, на основе микроскопического рассмотрения рассчитаны возможные вклады в оптические нелинейности, отвечающие за процессы ГВГ и ГТГ. Проведена идентификация экспериментально обнаруженных резонансов в спектрах ГВГ и ГТГ и их привязка к конкретным электронным переходам между основным состоянием $4f^7$ в верхней части валентной зоны и возбужденными состояниями $4f^6 5d^1$ ионов Eu^{2+} .

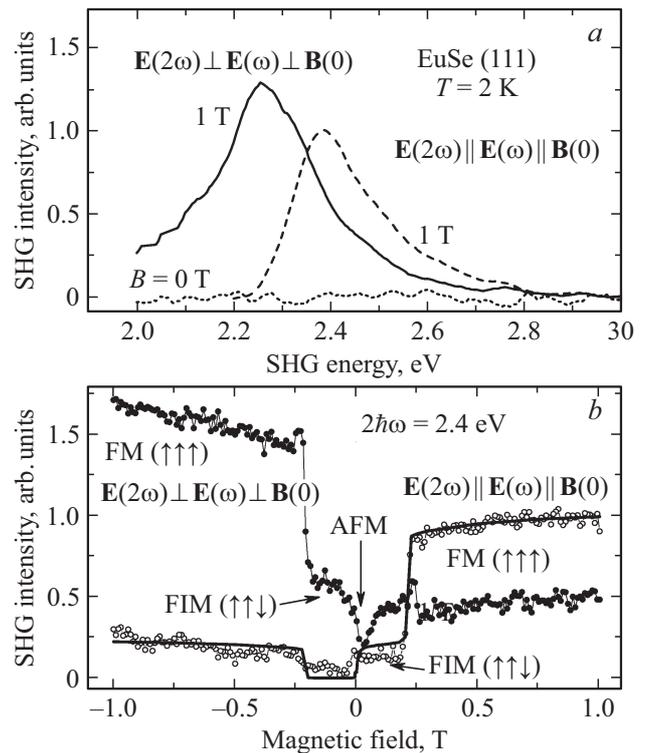


Рис. 5. а) Спектральные зависимости магнито-индуцированной ГВГ в EuSe для двух различных геометрий эксперимента в магнитном поле и без магнитного поля. б) Зависимость интенсивности ГВГ от внешнего магнитного поля в EuSe при низкой температуре для двух различных геометрий эксперимента [33].

Таким образом, в магнитных полупроводниках EuTe и EuSe наблюдались магнито-индуцированные сигналы ГВГ и ГТГ. Феноменологический анализ и подробный микроскопический расчет дает однозначное доказательство существования спин-индуцированного вклада в ГВГ, связанного с оптической нелинейностью нового типа, описываемой выражением (2).

7. Заключение

Проведено исследование ряда новых линейных и нелинейных оптических эффектов в магнитных полупроводниках — халькогенидах европия EuX ($X = \text{O}, \text{Se}, \text{Te}$). Обнаружен рекордно большой квадратичный МО-эффект Керра в эпитаксиальных пленках EuO и (Eu,Gd)O. Показано, что халькогениды европия EuTe и EuSe могут быть намагничены светом с образованием гигантских магнитных поляронов. Выявлена оптическая нелинейность магнитодипольного типа, ответственная за магнито-индуцированную генерацию второй оптической гармоники.

Весомый вклад в исследования внесли В. Kaminski, M. Lafrentz, D. Brunne (Technische Universität Dortmund, Dortmund, Germany), A.B. Henriques (Universidade de São Paulo, São Paulo, Brazil), И.А. Акимов, Д.Р. Яковлев,

M. Bayer (Technische Universität Dortmund, Dortmund, Germany и ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия), Р.В. Писарев, П.А. Усачев, В.Н. Кац, С.Г. Нефедов, А.М. Калашникова, В.А. Лукошкин (ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия). Автор благодарен G. Springholz, G. Bauer (Johannes Kepler Universität Linz, Linz, Austria), E. Abramof, P.H.O. Rappl (LAS-INPE, São José dos Campos, Brazil), Д.В. Аверьянову, О.Е. Парфенову, А.Н. Талденкову, А.М. Токмачеву и В.Г. Сторчаку (Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“, Москва, Россия) за предоставленные образцы халькогенидов европия EuX ($X = \text{O}, \text{Se}, \text{Te}$).

Список литературы

- [1] *Concepts in Spin Electronics* / Ed S. Maekawa. *Series on Semiconductor Science and Technology* / Ser. Ed R.J. Nicholas, H. Kamimura. Oxford University Press, Oxford, USA (2006).
- [2] *Nanomagnetism and Spintronics*, 2nd ed. / Eds T. Shinjo. Elsevier, Amsterdam (2014).
- [3] S. Bandyopadhyay, M. Cahay. *Introduction to Spintronics*, 2nd Ed. CRC Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton (2015).
- [4] *Contemporary Topics in Semiconductor Spintronics* / Eds S. Bandyopadhyay, M. Cahay, J.-P. Leburton. World Scientific Publishing, Singapore (2017).
- [5] I. Žutić, J. Fabian, S. Das Sarma. *Rev. Modern Phys.* **76**, 323 (2004).
- [6] T. Dietl. *Rev. Modern Phys.* **86**, 187 (2014).
- [7] A.S. Borukhovich, A.V. Troshin. *Europium Monoxide: Semiconductor and Ferromagnet for Spintronics*, Springer Series in Materials Science **265**, Springer, Switzerland (2018).
- [8] P. Wachter, in *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths* / Eds K.A. Gschneider, L.R. Eyring. North-Holland, Amsterdam, (1979).
- [9] R.T. Lechner, G. Springholz, T.U. Schüllli, J. Stangl, T. Schwarzl, G. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 157201 (2005).
- [10] M. Arnold, J. Kroha, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 046404 (2008).
- [11] D.V. Averyanov, P.E. Teterin, Y.G. Sadofyev, I.A. Likhachev, A.E. Primenko, A.M. Tokmachev, V.G. Storchak. *Cryst. Res. Technol.* **50**, 268 (2015).
- [12] O.E. Parfenov, D.V. Averyanov, A.M. Tokmachev, A.N. Taldenkov, V.G. Storchak. *J. Phys.: Condens. Matter* **28**, 226001 (2016).
- [13] W. Heiss, G. Prechtl, G. Springholz. *Phys. Rev. B* **63**, 165323 (2001).
- [14] R. Sutarto, S.G. Altendorf, B. Coloru, M. Moretti Sala, T. Haupricht, C.F. Chang, Z. Hu, C. Schüßler-Langeheine, N. Hollmann, H. Kierspel, H.H. Hsieh, H.-J. Lin, C.T. Chen, L.H. Tjeng. *Phys. Rev. B* **79**, 205318 (2009).
- [15] D.V. Averyanov, Y.G. Sadofyev, A.M. Tokmachev, A.E. Primenko, I.A. Likhachev, V.G. Storchak. *ACS Appl. Mater. & Interfaces* **7**, 6146 (2015).
- [16] A.K. Zvezdin, V.A. Kotov. *Modern magneto-optics and magneto-optical materials*. IOP Publishing Ltd., Bristol, Philadelphia (1997).
- [17] K. Postava, J. Pištora, T. Yamaguchi. *Sens. Actuators A* **110**, 242 (2004).
- [18] S. Trudel, G. Wolf, H. Schultheiß, J. Hamrle, B. Hillebrands. *J. Phys. Conf. Ser.* **200**, 112010 (2010).
- [19] J.H. Liang, Y.L. Chen, L. Sun, C. Zhou, Y. Yang, Y.Z. Wu. *Appl. Phys. Lett.* **108**, 082404 (2016).
- [20] P. Pershan. *J. Appl. Phys.* **38**, 1482 (1967).
- [21] F.J. Kahn, P. Pershan, J. Remeika. *Phys. Rev.* **186**, 891 (1969).
- [22] A.V. Kimel, G.V. Astakhov, A. Kirilyuk, G.M. Schott, G. Karczewski, W. Ossau, G. Schmidt, L.W. Molenkamp, Th. Rasing. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 227203 (2005).
- [23] A.B. Henriques, A.R. Naupa, P.A. Usachev, V.V. Pavlov, P.H.O. Rappl, E. Abramof. *Phys. Rev. B* **95**, 045205 (2017).
- [24] A.B. Henriques, X. Gratens, P.A. Usachev, V.A. Chitta, G. Springholz. *Phys. Rev. Lett.* **120**, 217203 (2018).
- [25] C.-Y. Chang, L. Wang, J.-T. Shy, C.-E. Lin, C. Chou. *Rev. Sci. Inst.* **82**, 063112 (2011).
- [26] Э.И. Нагаев. *Физика магнитных полупроводников*, Наука, М. (1979).
- [27] A.B. Henriques, P.A. Usachev. *Phys. Rev. B* **96**, 195210 (2017).
- [28] S. Datta, B. Das. *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
- [29] M. Johnson. *Science* **260**, 320 (1993).
- [30] D.J. Monsma, J.C. Lodder, T.J.A. Popma, B. Dieny. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5260 (1995).
- [31] V.V. Pavlov, R.V. Pisarev, S.G. Nefedov, I.A. Akimov, D.R. Yakovlev, M. Bayer, A.B. Henriques, P.H.O. Rappl, E. Abramof. *J. Appl. Phys.* **123**, 193102 (2018).
- [32] W. Heiss, R. Kirchschrager, G. Springholz, Z. Chen, M. Debnath, Y. Oka, *Phys. Rev. B* **70**, 035209 (2004).
- [33] B. Kaminski, M. Lafrentz, R.V. Pisarev, D.R. Yakovlev, V.V. Pavlov, V.A. Lukoshkin, A.B. Henriques, G. Springholz, G. Bauer, E. Abramof, P.H.O. Rappl, M. Bayer. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 057203 (2009).
- [34] B. Kaminski, M. Lafrentz, R.V. Pisarev, D.R. Yakovlev, V.V. Pavlov, V.A. Lukoshkin, A.B. Henriques, G. Springholz, G. Bauer, E. Abramof, P.H.O. Rappl, M. Bayer. *Phys. Rev. B* **81**, 155201 (2010).
- [35] M. Lafrentz, D. Brunne, B. Kaminski, V.V. Pavlov, A.B. Henriques, R.V. Pisarev, D.R. Yakovlev, G. Springholz, G. Bauer, E. Abramof, P.H.O. Rappl, M. Bayer. *Phys. Rev. B* **82**, 235206 (2010).
- [36] M. Lafrentz, D. Brunne, B. Kaminski, V.V. Pavlov, R.V. Pisarev, A.B. Henriques, D.R. Yakovlev, G. Springholz, G. Bauer, M. Bayer. *Phys. Rev. B* **85**, 035206 (2012).

Редактор Т.Н. Василевская