

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

ЧЕХОВ АЛЕКСАНДР ЛЕОНИДОВИЧ

РЕЗОНАНСНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В
ОДНОМЕРНЫХ МАГНИТОПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

01.04.21 - лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
доцент Мурзина Татьяна Владимировна

МОСКВА - 2018

Оглавление

Глава 1. Обзор Литературы	11
§ 1.1 Поверхностные плазмон-поляритоны	11
1.1.1 Дисперсия поверхностных плазмон-поляритонов	12
1.1.2 Методы возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов	15
1.1.3 Резонанс Фано при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов	17
1.1.4 Аномальное пропускание при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов	18
1.1.5 Перспективы исследований поверхностных плазмон-поляритонов	19
§ 1.2 Линейные магнитооптические эффекты	20
1.2.1 Магнитооптические эффекты в отраженном излучении . .	22
1.2.2 Магнитооптические эффекты в прошедшем излучении . .	23
§ 1.3 Линейные магнитооптические эффекты в плазмонных структурах	24
1.3.1 Линейная магнитооптика локальных плазмонов	25
1.3.2 Линейная магнитооптика поверхностных плазмон-поляритонов	28
§ 1.4 Генерация второй гармоники и нелинейные магнитооптические эффекты	31
1.4.1 Генерация второй гармоники от поверхности centrosymmetric сред	33
1.4.2 Магнитоиндуцированная генерация второй гармоники . . .	35
§ 1.5 Нелинейные эффекты при возбуждении поверхностных плазмонов	37
1.5.1 Нелинейная магнитоплазмоника	37
§ 1.6 Оптическое возбуждение сверхбыстрой динамики намагниченности	40
1.6.1 Термические эффекты	41
1.6.2 Нетермические эффекты	41

1.6.3 Динамика намагниченности в плазмонных структурах . . .	45
§ 1.7 Постановка задачи	45
Глава 2. Резонансный линейный отклик одномерных магнито- плазмонных кристаллов золото/феррит-гранат	47
§ 2.1 Метод изготовления и характеристика структур	47
§ 2.2 Резонансные возбуждения в структурах и характерные спектры пропускания	49
§ 2.3 Линейные магнитооптические эффекты в магнитоплазмонных структурах	55
§ 2.4 Выводы по Главе 2	58
Глава 3. Резонансный нелинейный отклик магнитоплазмонных кристаллов золото/феррит-гранат	60
§ 3.1 Частотно-угловая спектроскопия генерации второй гармоники в магнитоплазмонных структурах золото/феррит-гранат	60
§ 3.2 Нелинейный магнитооптический эффект в магнитоплазмонных структурах золото/феррит-гранат	64
§ 3.3 Угловая асимметрия генерации второй гармоники при возбуж- дении поверхностного плазмона на анизотропном интерфейсе . .	69
§ 3.4 Выводы по Главе 3	77
Глава 4. Возбуждение динамики намагниченности в магнито- плазмонных кристаллах	78
§ 4.1 Обратный эффект Фарадея и поверхностные плазмон- поляритоны	78
§ 4.2 Динамика намагниченности в магнитоплазмонном кристалле за счет обратного эффекта Фарадея	82
§ 4.3 Выводы по Главе 4	93
Литература	97

Введение

Диссертационная работа посвящена исследованию резонансных линейных и нелинейных магнитооптических эффектов в одномерных магнитоплазмонных кристаллах, состоящих из периодической решетки золота, нанесенной на пленку феррит-граната.

Актуальность темы диссертации

В настоящее время актуальны разработки методов исследования наноструктурированных сред и управления их основными характеристиками. Современные технологические возможности создания наноструктур выводят процессы взаимодействия излучения и вещества на масштабы, меньшие длины волны света. Наноразмерные фотонные структуры, сочетающие функциональность и компактность, интересны для создания новых устройств, в которых происходит эффективное управление процессом взаимодействия света с веществом.

Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) и локальные плазмоны позволяют эффективно локализовать электромагнитное излучение, преодолевая дифракционный предел [1–3]. Эти возбуждения, локализованные на границе раздела металл/диэлектрик, открывают возможности для наблюдения и контроля процессов на наномасштабах. Сильная локализация электромагнитного поля PPP приводит к увеличению взаимодействия света и электронной системы материалов и, в частности, к увеличению магнитооптических эффектов, связанных с взаимодействием электромагнитного излучения и спиновой системы [4]. Изучением таких процессов занимается новая и активно развивающаяся область физики - магнитоплазмоника [5,6].

Магнитоплазмонные структуры обладают свойствами магнитных материалов и одновременно предоставляют возможность к возбуждению поверхностных плазмон-поляритонов или локальных плазмонов. Благодаря высокой локализации поля в магнитной среде, удастся наблюдать новые линейные и нелинейные магнитооптические эффекты [7]. Особой чувстви-

тельностью к поверхностной локализации поля и намагниченности среды обладает процесс поверхностной генерации второй гармоники [8]. Применение методов магнитоиндуцированной генерации второй гармоники к магнитоплазмонным структурам позволяет глубже понять процессы, происходящие на наномасштабах, предоставляя информацию о фазе и амплитуде электромагнитных полей, динамике спиновой системы и особенностях нелинейно-оптического отклика среды [9]. Среди многообразия геометрий магнитоплазмонных структур интересны магнитоплазмонные кристаллы, в которых возбуждение ППП происходит за счет дифракции света на металлической решетке, а магнитными свойствами обладает либо диэлектрик (феррит-гранаты) [4], либо металл (Co, Ni, Fe) [10]. До недавнего времени исследования генерации второй гармоники проводились лишь для магнитоплазмонных кристаллов на основе ферромагнитных металлов [11].

Исследования в области плазмоники также актуальны для создания новых устройств записи и хранения информации. Фотомагнитные и оптомагнитные эффекты позволяют управлять состоянием намагниченности на масштабах пикосекунд при помощи электромагнитного излучения без лишнего нагрева системы [12, 13]. В настоящий момент ведутся активные исследования устройств и материалов, демонстрирующих высокую эффективность оптического возбуждения магнитной системы. Большие значения обратного эффекта Фарадея и фотомагнитного эффекта наблюдаются в феррит-гранатах [14–16], и для практических применений необходима разработка методов локализации возбуждения динамики намагниченности в данных материалах. В качестве одного из решений данной проблемы рассматриваются магнитоплазмонные структуры [17].

Таким образом, изучение магнитоплазмонных структур является актуальной темой исследований, открывающей новые методы изучения магнитных процессов на наномасштабах и позволяющей наблюдать новые линейные и нелинейные магнитооптические эффекты.

Цель работы

Цель диссертационной работы состояла в экспериментальном исследовании линейных и нелинейных магнитооптических эффектов, а также динамики намагниченности в одномерных магнитоплазмонных кристаллах

со структурой золото/феррит-гранат при возбуждении в них поверхностных плазмон-поляритонов и волноводных мод. В рамках поставленной цели были сформулированы следующие задачи:

- Исследовать линейные интенсивностные магнитооптические эффекты в магнитоплазмонных кристаллах золото/феррит-гранат, полученных методом комбинированного ионно-лучевого травления.
- Изучить основные свойства генерации второй гармоники при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов и волноводных мод в одномерных магнитоплазмонных кристаллах золото/феррит-гранат.
- Исследовать обратный эффект Фарадея и индуцированную им динамику намагниченности в магнитоплазмонных кристаллах при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов.

Научная новизна

- В магнитоплазмонных кристаллах золото/феррит-гранат, изготовленных методом комбинированного ионно-лучевого травления, обнаружен нечетный интенсивностный магнитооптический эффект в геометрии на пропускание при возбуждении волноводных мод в слое граната.
- Впервые продемонстрирован эффект асимметрии генерации второй гармоники относительно угла падения в магнитоплазмонном кристалле золото/анизотропный диэлектрик и резонансное усиление данного эффекта при возбуждении поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела золото/феррит-гранат.
- Обнаружено усиление генерации второй оптической гармоники и нелинейного магнитооптического эффекта при возбуждении поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела золото-гранат в магнитоплазмонном кристалле.
- Впервые экспериментально исследована динамика намагниченности в магнитоплазмонном кристалле золото/феррит-гранат методом накачка-зондирование при возбуждении прецессии за счет обратного эффекта Фарадея.

- Обнаружено резонансное усиление эффективности возбуждения обменной моды прецессии намагниченности в спектральной окрестности резонанса поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела золото/ферритмагнитный диэлектрик.

Научная и практическая значимость

В диссертационной работе продемонстрированы уникальные оптические и нелинейно-оптические свойства магнитоплазмонных кристаллов со структурой золото/феррит-гранат, связанные с резонансным возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов на границах раздела с металлом и волноводных мод в слое магнитного диэлектрика. Продemonстрировано, что новый метод комбинированного ионно-лучевого травления позволяет формировать структуры с заданными резонансными особенностями, в окрестности которых наблюдается значительное усиление оптических и магнитооптических эффектов, что открывает широкие возможности для создания на основе МПК устройств сенсорики и фотоники. Результаты, полученные при исследовании динамики намагниченности в магнитоплазмонных кристаллах, перспективны для создания новых устройств оптической записи информации.

Защищаемые положения

Защищаемые положения:

1. Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела золото/феррит-гранат и волноводных мод в пленке граната, входящей в состав магнитоплазмонного кристалла, приводит к резонансному усилению линейного интенсивностного магнитооптического эффекта в геометрии на пропускание.
2. Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов в магнитоплазмонном кристалле на границе раздела золото/феррит-гранат приводит к знакопеременной модуляции нелинейного магнитного контраста и изменению относительной фазы магнитоиндуцированной составляющей поля второй гармоники.

3. В магнитоплазменных кристаллах, в состав которых входит пленка эпитаксиального анизотропного феррит-граната, наблюдается эффект угловой асимметрии генерации второй гармоники, усиливающийся при возбуждении поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела золото/феррит-гранат.
4. Эффективное магнитное поле, индуцируемое при возбуждении ППП в слое феррит-граната за счет обратного эффекта Фарадея, приводит к модуляции амплитуды и фазы прецессии намагниченности в ферримагнетике.
5. Эффективность возбуждения субтерагерцовой прецессии намагниченности в одномерных магнитоплазменных кристаллах возрастает на два порядка при резонансном возбуждении поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела золото/феррит-гранат.

Личный вклад автора

Результаты, представленные в данной диссертационной работе, были получены при определяющем участии автора: проведена сборка экспериментальных установок, получены экспериментальные результаты, проведены аналитические и численные вычисления. Публикации по теме диссертации были написаны при определяющем участии автора. Измерения были проведены в «Лаборатории нелинейной оптики наноструктур и фотонных кристаллов» на кафедре Квантовой электроники Физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, а также в «Лаборатории магнетизма» Физического факультета Белостокского государственного университета, г. Белосток, Польша.

Обоснованность и достоверность результатов

Результаты, представленные в данной диссертации, были получены на современном оборудовании и подтверждались хорошей повторяемостью экспериментальных данных. Полученные в экспериментах величины количественно согласуются с расчетными. Результаты, изложенные в диссертационной работе, неоднократно докладывались на специализированных международных и российских конференциях.

Аппробация работы

Результаты, описанные в диссертационной работе, были представлены на следующих всероссийских и международных конференциях:

1. **А.Л. Чехов**, В.Л. Крутянский, А.И. Шайманов, А.И. Стогний, Т.В. Мурзина, "Резонансные оптические эффекты в одномерных магнитоплазмонных структурах золото/феррит-гранат Нанопизика и наноэлектроника, Нижний Новгород (2014)
2. **V.L. Krutyanskiy**, A.L. Chekhov, A.I. Stognij, and T.V. Murzina, "Nonlinear optical effects in Au/garnet 1D magnetoplasmonic crystals Moscow International Symposium on Magnetism, Москва (2014)
3. **A.L. Chekhov**, V.L. Krutyanskiy, A.I. Stognij, and T.V. Murzina, "Nonlinear-Optical Effects in 1D Au/BIG magnetoplasmonic crystals", International symposium Spin Waves, Санкт-Петербург (2015)
4. **A. Chekhov**, I. Razdolski, A. Kirilyuk, Th. Rasing, A. Stognij, and T. Murzina, "Asymmetric second harmonic generation in anisotropic plasmonic crystals," Conference on Lasers and Electro-Optics, Сан Хосе (2016)
5. **A.L. Chekhov**, I. Razdolski, A.I. Stognij, T. Satoh, T.V. Murzina, and A. Stupakiewicz, "Surface-plasmon enabled control over magnetization dynamics in hybrid magnetoplasmonic crystals", Conference on Lasers and Electro-Optics Europe, Мюнхен (2017)
6. **A. Chekhov**, P. Naydenov, A. Stognij, and T. Murzina, "Optical effects in magnetoplasmonic crystals with buried gold grating" in Frontiers in Optics, Вашингтон (2017)
7. **А.Л. Чехов**, А.И. Стогний, Т. Сато, Т.В. Мурзина, И. Раздольский, А. Ступакевич, "Сверхбыстрая спиновая динамика в плазмонной структуре золото/феррит-гранат," Нанопизика и наноэлектроника, Нижний Новгород (2018)

Основные публикации по результатам диссертации

Научные статьи, опубликованные в журналах Scopus, WoS и RSCI:

1. **A.L. Chekhov**, V.L. Krutyanskiy, A.N. Shaimanov, A.I. Stognij, and T.V. Murzina, Wide tunability of magnetoplasmonic crystals due to excitation of multiple waveguide and plasmon modes, *Optics Express* **22**, 17762-17768 (2014)
2. **A.L. Chekhov**, V.L. Krutyanskiy, V.A. Ketsko, A.I. Stognij, and T.V. Murzina, High-quality Au/BIG/GGG magnetoplasmonic crystals fabricated by a combined ion-beam etching technique, *Optical Materials Express* **5**, 1647-1652 (2015)
3. V.L. Krutyanskiy, **A.L. Chekhov**, V.A. Ketsko, A.I. Stognij, and T.V. Murzina, Giant nonlinear magneto-optical response of magnetoplasmonic crystals, *Physical Review B* **9**, 121411(R) (2015)
4. **А.Л. Чехов**, П.Н. Найденов, О.В. Голикова, А.В. Беспалов, А.И. Стогний, Т.В. Мурзина, Магнитоплазмонные кристаллы: резонансные линейные и нелинейные магнитооптические эффекты, *Физика твердого тела* **11**, 2171 (2016)
5. **A.L. Chekhov**, I. Razdolski, A. Kirilyuk, Th. Rasing, A.I. Stognij, and T.V. Murzina, Surface plasmon-driven second-harmonic generation asymmetry in anisotropic plasmonic crystals, *Physical Review B* **93**, 161405(R) (2016)

Иные публикации:

1. **A.L. Chekhov**, A.I. Stognij, T. Satoh, T.V. Murzina, I. Razdolski, and A. Stupakiewicz, Surface plasmon-mediated nanoscale localization of laser-driven sub-THz spin dynamics in magnetic dielectrics, arXiv:1712.01617v1 (2017)

Структура диссертационной работы

Диссертационная работа состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка цитированной литературы. Работа состоит из 114 страниц и содержит 38 иллюстраций, 1 таблицу и 160 библиографических ссылок.

ГЛАВА 1

Обзор Литературы

§ 1.1. Поверхностные плазмон-поляритоны

Поверхностными плазмон-поляритонами (ППП) называют электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела металл/диэлектрик, с амплитудой, экспоненциально затухающей при удалении от интерфейса. С момента открытия данных возбуждений в 1902 году (Рис. 1.1) и до настоящего времени ППП вызывают интерес исследователей и продолжают находить применения в различных областях физики [1–3].

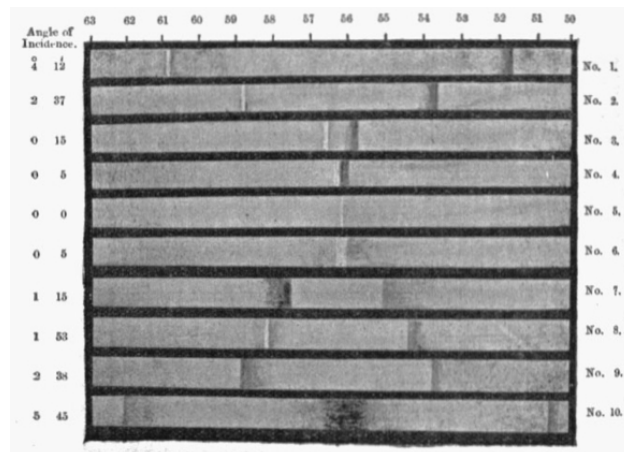


Рис. 1.1. Эксперимент Вуда по измерению спектров отражения металлической дифракционной решетки для разных углов падения, 1902 год [18]. Четко видны узкие особенности, связанные с возбуждением ППП, меняющие свое спектральное положение при изменении угла падения.

Основной особенностью ППП является его высокая локализация на интерфейсе на масштабах до десятков нанометров, что позволяет значительно усиливать взаимодействие электромагнитного излучения с веществом.

1.1.1. Дисперсия поверхностных плазмон-поляритонов

Запишем систему уравнений Максвелла, на которой будут основаны дальнейшие выводы:

$$\begin{aligned}
\nabla \times \mathcal{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial t}, \\
\nabla \times \mathcal{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{B}}{\partial t}, \\
\nabla \cdot \mathcal{D} &= 0, \\
\nabla \cdot \mathcal{B} &= 0, \\
\mathcal{D} &= \mathcal{E} + 4\pi \mathcal{P}, \\
\mathcal{B} &= \mathcal{H} + 4\pi \mathcal{M},
\end{aligned} \tag{1.1}$$

где $\mathcal{E}$ и $\mathcal{H}$ - вектора напряженности электрического и магнитного полей, $\mathcal{D}$ и $\mathcal{B}$ - вектора электрического смещения и магнитной индукции, c - скорость света в вакууме, $\mathcal{P}$ и $\mathcal{M}$ - поляризация и намагниченность среды. Данные уравнения записаны в стационарном приближении, когда отсутствуют токи. Также в дальнейшем рассмотрении отклик среды на электромагнитное поле будет считаться локальным и мгновенным. В данном приближении материальные уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
\mathcal{D} &= \hat{\varepsilon}(\mathcal{E})\mathcal{E}, \quad \mathcal{P} = \hat{\chi}(\mathcal{E})\mathcal{E}, \\
\mathcal{B} &= \mu\mathcal{H}, \quad \mathcal{M} = \chi_m\mathcal{H},
\end{aligned} \tag{1.2}$$

где μ и χ_m - магнитная проницаемость и восприимчивость, а $\hat{\varepsilon}(\mathcal{E})$ и $\hat{\chi}(\mathcal{E})$ - тензоры диэлектрической проницаемости и восприимчивости, которые в общем случае зависят от напряженности поля $\mathcal{E}$. При рассмотрении линейных эффектов мы будем считать $\hat{\varepsilon}(\mathcal{E}) \equiv \hat{\varepsilon}$, $\hat{\chi}(\mathcal{E}) \equiv \hat{\chi}$.

Напряженность электромагнитного поля удобно представлять в виде Фурье спектра по частотам:

$$\begin{aligned}
\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} \frac{d\omega}{4\pi}, \\
\mathcal{H}(\mathbf{r}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} \frac{d\omega}{4\pi}.
\end{aligned} \tag{1.3}$$

То есть компоненты с определенной частотой ω будут зависеть от времени как $\propto e^{-i\omega t}$. Все характеристики среды также зависят от частоты ($\hat{\varepsilon}(\omega)$, $\hat{\chi}(\omega)$, $\mu(\omega)$, $\chi_m(\omega)$). В случае немагнитной, изотропной и линейной

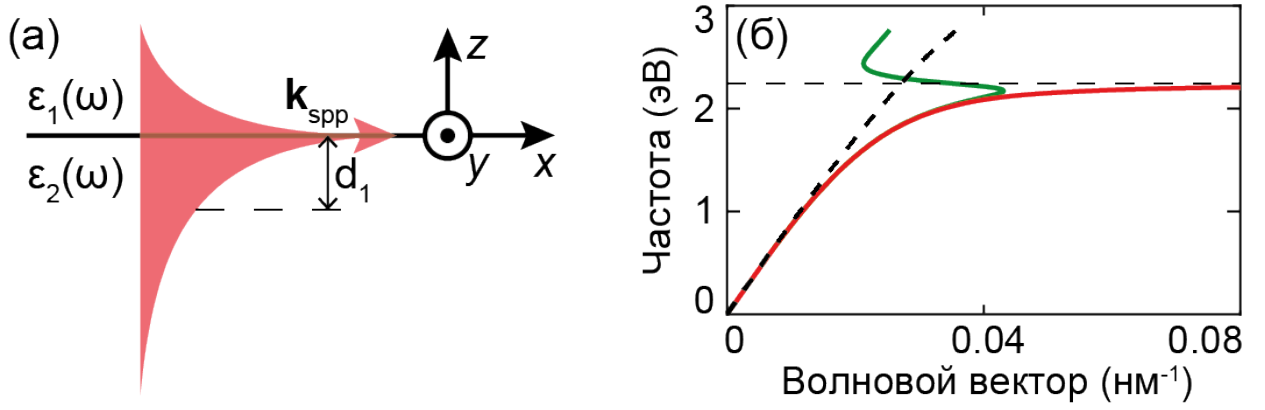


Рис. 1.2. (а) Схема распространения поверхностного плазмона на границе раздела сред 1 и 2. (б) Дисперсионная зависимость ППП рассчитанная по формуле (1.6) (зеленая кривая) и по формуле (1.7) (красная кривая) для границы раздела золото/феррит-гранат. Черная штриховая кривая - дисперсия света в диэлектрике.

среды $\mathbf{B} = \mathbf{H}$ и $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ и верно уравнение Гельмгольца для поля на частоте ω :

$$\Delta \mathbf{E} + \varepsilon k_0^2 \mathbf{E} = 0, \quad (1.4)$$

где $k_0 = \omega/c$ - волновой вектор света в вакууме.

Вернемся теперь к выводу дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов. Рассмотрим границу раздела двух сред с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 (Рис. 1.2а). Если в вакууме электромагнитное поле раскладывается на плоские поперечные электромагнитные волны (проекции напряженностей электрического и магнитного поля на волновой вектор равны нулю), то в среде возможно существование плоских поперечно-магнитных (ненулевое продольное электрическое поле) и поперечно-электрических (ненулевое продольное магнитное поле). Поверхностные плазмон-поляритоны распространяются вдоль интерфейса металл-диэлектрик и являются поверхностными поперечно-магнитными волнами (поверхностные поперечно-электрические волны отсутствуют из-за непрерывности тангенциальной компоненты электрического поля): $H_{xn} = H_{zn} = E_{yn} = 0$. Характеристики поверхностных плазмон-поляритонов легко получить, если подставить в уравнения Гельмгольца (1.4) поперечно-магнитную волну, экспоненциально затухающую при уда-

лении от границы раздела:

$$\mathbf{H}_n = \begin{pmatrix} 0 \\ H_{yn} \\ 0 \end{pmatrix} e^{-i(\omega t - k_{xn}x - k_{zn}z)}, \quad \mathbf{E}_n = \begin{pmatrix} E_{xn} \\ 0 \\ E_{zn} \end{pmatrix} e^{-i(\omega t - k_{xn}x - k_{zn}z)}, \quad (1.5)$$

где индекс $n = 1, 2$ соответствует двум средам, $\mathbf{H}_n, \mathbf{E}_n$ - напряженности магнитного и электрического поля в одной из граничащих сред, ω - частота электромагнитного поля, k_{xn}, k_{zn} - x - и z -составляющие волновых векторов в двух средах (k_{z1} и k_{z2} являются чисто мнимыми и имеют противоположные знаки, а также $k_{x1} = k_{x2} \equiv k_{spp}$).

Учитывая граничные условия и дисперсионные соотношения для объемных волн в двух средах $k_{spp}^2 + k_{zn}^2 = k_n^2 = \varepsilon_n \omega^2 / c^2$, где k_n - волновой вектор света в среде n , получаем дисперсионное соотношение для поверхностной волны на границе раздела двух сред [1]:

$$k_{spp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (1.6)$$

Данное соотношение корректно при комплексных $\varepsilon_n = \varepsilon'_n + i\varepsilon''_n$, однако условия отличия от нуля вещественной части k_{spp} и мнимости k_{zn} накладывают следующие ограничения: $\varepsilon'_1 < 0, \varepsilon'_2 > 0, |\varepsilon'_1| > |\varepsilon'_2|$ с точностью до перестановки индексов 1 и 2. Эти условия выполняются в случае, когда первая среда - это металл в области значений частот ниже плазменной, $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m_e}$, где n, e, m_e - концентрация, заряд и масса электронов (согласно модели восприимчивости металла Друде-Зоммерфельда), а вторая - диэлектрик.

В рамках данной работы будут в основном рассматриваться ППП на границах раздела золото/феррит-гранат и золото/воздух с характерными дисперсиями диэлектрических проницаемостей $\varepsilon_n(\omega)$ [19, 20]. Для многих металлов (в том числе и для золота) в области оптических частот справедливо соотношение $-\varepsilon'_1 \gg \varepsilon''_1$. Феррит-гранаты, как правило, прозрачны в ближнем ИК и оптическом диапазоне для длин волн выше 600 нм [21], т.е. $\varepsilon''_2 \approx 0$. Учитывая эти соотношения, выражение (1.6) можно записать следующим образом [1]:

$$k_{spp} = k'_{spp} + i k''_{spp} \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon'_1 \varepsilon'_2}{\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2}} + i \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon'_1 \varepsilon'_2}{\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon''_1}{2(\varepsilon'_1)^2} \quad (1.7)$$

Также запишем выражения для глубины экстинкции поля в средах d_n и времени жизни ППП:

$$d_n = \frac{1}{|k_{zn}|} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2}{(\varepsilon'_n)^2}}, \quad t_{spp} = \frac{2\pi}{\omega} \left(\frac{\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2}{\varepsilon'_1 \varepsilon'_2} \right)^{3/2} \frac{(\varepsilon'_1)^2}{\varepsilon''_1}, \quad (1.8)$$

где $\lambda = 2\pi c/\omega$ - длина волны излучения в вакууме. На Рис. 1.2б показана дисперсия ППП на границе раздела золото/феррит-гранат, рассчитанная по формулам (1.6) и (1.7), а также дисперсия света в объеме граната. В пределе больших волновых векторов ППП переходит в локализованное возбуждение с нулевой групповой скоростью и резонансной частотой $\omega_{lp} = \omega_p/\sqrt{1 + \varepsilon_2}$. Данное возбуждение называется локальным плазмоном. Видно, что учет мнимой части восприимчивости золота важен при приближении частоты к ω_{lp} . Однако в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах ($\omega < 2$ эВ) два выражения оказываются очень близкими, и мы будем для простоты использовать выражение (1.7).

Из приведенных выражений можно получить, что $E_{zn} = E_{xn} \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2} / \varepsilon_n$. С учетом того, что $\varepsilon'_1 < 0$, амплитуды поля плазмона E_{zn} и E_{xn} оказываются сдвинутыми примерно на $\pi/2$ по фазе друг относительно друга ($\varepsilon''_1 \neq 0$). Важность данного свойства ППП будет отмечена в Главе 4.

1.1.2. Методы возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов

Волновой вектор поверхностного плазмон-поляритона всегда больше волновых векторов света в соседствующих средах: $k_{spp} > k_n$. По этой причине для возбуждения поверхностной волны и соблюдения условия синхронизма необходимо использовать определенные методики, которые можно разделить на два типа: ближнепольные и дифракционные.

Ближнепольные методы

К таким методам относятся схемы Кречмана-Раэтера и Отто [1, 22, 23], где ППП возбуждаются экспоненциально затухающим полем при полном внутреннем отражении света в прозрачной призме (Рис. 1.3а). Проекция волнового вектора света в призме на границу раздела становится больше,

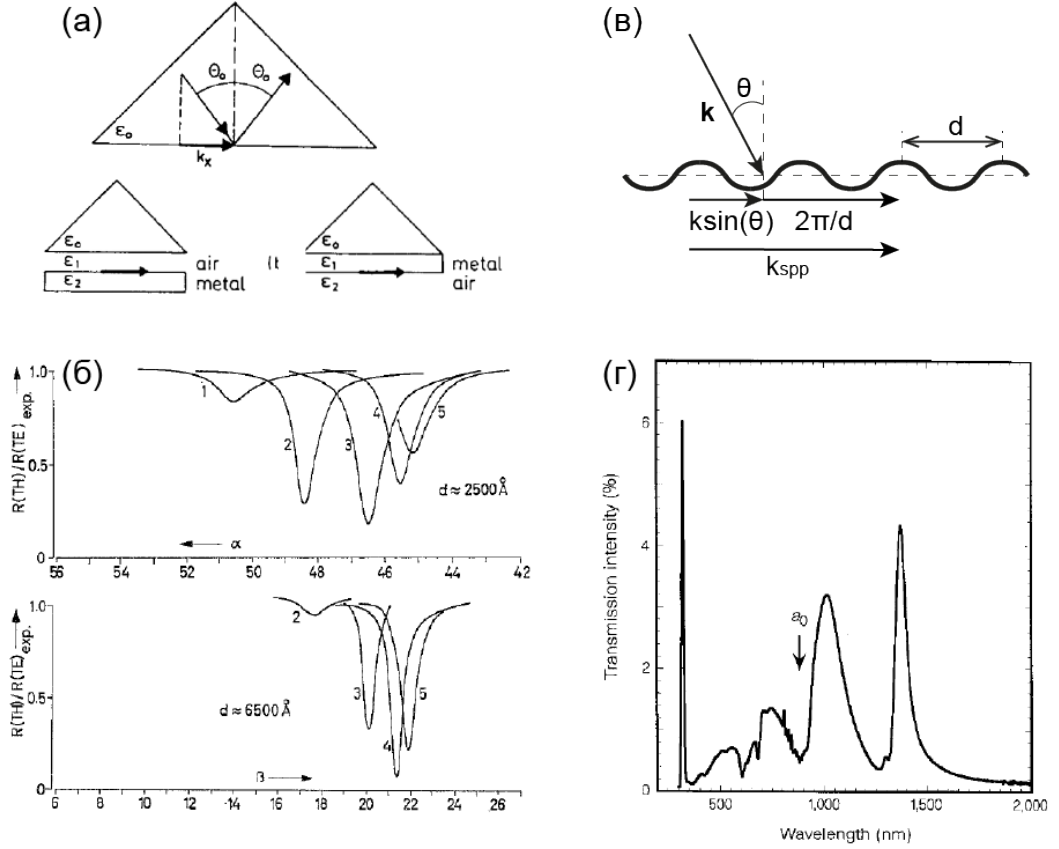


Рис. 1.3. (а) Схемы Кречмана-Разтера (справа) [23] и Отто (слева) [22] для возбуждения ППП локальным полем [1]. (б) Зависимости отношения коэффициентов отражения для р- и s-поляризованного излучения от угла падения для пяти последовательных длин волн. ППП возбуждается в схеме Отто с призмой из кварца, d - расстояние от поверхности кварца до поверхности серебра. (v) Схема возбуждения ППП на металлической дифракционной решетке. (г) Спектр пропускания пленки серебра толщиной 200 нм с периодически прорезанными отверстиями (период 90 нм, диаметр 150 нм), нормированный на мощность излучения, падающего на область с отверстиями [24].

чем величина волнового вектора в воздухе, и при оптимальном угле падения θ_0 достигается условие синхронизма для ППП: $k_{spp} = n_0 k \sin \theta_0$. Экспоненциально затухающее поле достигает интерфейса и возбуждает поверхностную волну. В эксперименте обычно измеряют угловую или спектральную зависимость коэффициента отражения от границы раздела. Характерный вид такого спектра представлен на Рис 1.3б и представляет собой глубокий минимум.

Дифракционные методы

Данные методы работают за счет дифракционных эффектов. Свет, находящийся в периодическом окружении (например, в среде с периодически меняющейся диэлектрической проницаемостью), можно представить в виде разложения на волны Блоха с разными значениями волновых векторов, Рис. 1.3в. Волна, падающая в воздухе под углом θ на металлическую дифракционную решетку в плоскости, параллельной направлению периодичности, представляется в виде суммы волн с волновыми векторами $k \sin \theta + 2\pi m/p$, где m - целое число (дифракционный порядок) и p - период решетки. В случае, когда один из волновых векторов совпадает с волновым вектором ППП, происходит возбуждение поверхностной волны на границе раздела воздух/металл:

$$k \sin \theta + \frac{2\pi}{p}m = k_{spp} = k \sqrt{\frac{\varepsilon'_1 \varepsilon'_2}{\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2}} \quad (1.9)$$

Дифракционное возбуждение не нуждается в таких дополнительных оптических элементах, как призмы, и является менее избирательным по отношению к длине волны света. Одна и та же дифракционная решетка может работать в широком спектральном диапазоне за счет изменения угла падения и использования различных дифракционных порядков. Характерный вид спектра пропускания представляет собой асимметричные особенности с минимумами и максимумами (Рис. 1.3г). Возбуждение поверхностной волны также возможно на одиночном дефекте (например, отверстии в металле). Падающая волна испытывает рассеяние и в спектре волновых векторов находятся равные волновому вектору ППП.

1.1.3. Резонанс Фано при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов

Особенности в спектрах пропускания и отражения, соответствующие возбуждению ППП, как правило, имеют асимметричную форму Рис. 1.3б,г, схожую с формой резонансов Фано [25]. Механизм появления асимметричной формы следующий: проходя через структуру (или отражаясь от нее) свет может либо резонансно возбудить поверхностный плазмон, либо нерезонансно преодолеть структуру без возбуждения ППП. Часть поверхностной волны поглощается в структуре, а часть переизлучается вследствие

процесса, обратного возбуждению. Таким образом, в прошедшем излучении будет наблюдаться интерференция нерезонансного постоянного вклада и резонансного вклада с переменной амплитудой и фазой, что приводит к асимметричной форме спектра. Математически резонанс Фано можно описать следующим выражением:

$$F(\delta) = \frac{(\delta + q)^2}{\delta^2 + 1}, \quad (1.10)$$

где $\delta = (\omega - \omega_0)/\gamma$, ω_0 - частота резонанса, γ - ширина резонанса, q - параметр Фано, описывающий степень асимметричности и пропорциональный отношению амплитуд резонансного и нерезонансного полей.

1.1.4. Аномальное пропускание при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов

Отметим особенность возбуждения поверхностных плазмонов в перфорированных металлических пленках - аномальное пропускание [24]. В спектрах пропускания таких пленок могут наблюдаться максимумы, достигающие величин, больших, чем ожидаемые в результате прохождения света через суммарную площадь отверстий. Существует множество объяснений эффекта аномального пропускания, включающих такие механизмы, как взаимодействие плазмонов на двух границах раздела металлической пленки, совпадение направления одного из дифракционных порядков с поверхностью дифракционной решетки или взаимодействие плазмонов с модами Фабри-Перо отверстий в металле. Ограничимся здесь описанием механизма, рассмотренным в работах [26, 27]. В работе [26] рассматривается пропускание системы, состоящей из N щелей, расположенных с периодом p в пленке серебра на кварцевой подложке. Пропускание нормируется на пропускание одиночной щели и измеряется для разных значений p и N . Приведенное пропускание перестает зависеть от количества щелей при $N > 3$. Таким образом, эффект аномального пропускания в такой системе не зависит от эффектов, связанных с периодичностью (ППП в такой системе возбуждается за счет рассеяния на щелях). Максимумы пропускания наблюдаются при значениях p , равных полуцелому числу длин волн плазмон-поляритона на границе раздела серебро/кварц. В работе [27] данное условие объясняется простым механизмом, при котором поверхностный

плазмон, возбуждаемый на одной из щелей, должен конструктивно проинтерферировать с падающим светом на соседней щели. Считая, что фаза поля плазмона сдвинута на π по отношению к падающему свету, можно получить условие максимума пропускания: $k_{spp}p + \pi = 2\pi n$, где n - натуральное число. Откуда $p = \lambda_{spp}(2n - 1)/2$.

1.1.5. Перспективы исследований поверхностных плазмон-поляритонов

Ключевыми свойствами поверхностных плазмон-поляритонов являются их высокая степень локализации и сильная зависимость дисперсии от свойств материалов [2, 3]. В этом параграфе мы коротко рассмотрим некоторые современные направления исследований, использующие поверхностные плазмон-поляритоны.

Способность ППП распространяться вдоль границ раздела позволяет рассматривать их как потенциальные переносчики информации в оптических микросхемах - чисто оптические наномасштабные схемы обработки информации. В плазмонных волноводах можно направлять ППП по заданным маршрутам и создавать на их основе такие оптические схемы, как, например, интерферометры [28, 29]. Используя поверхностные плазмоны, возможно также наблюдение квантовых эффектов [30, 31].

Характерные длины распространения поверхностных плазмонов малы, однако существуют методы увеличения этих расстояний. В рамках поставленной задачи можно выбрать материалы с наименьшими потерями для необходимых частот излучения (например, для видимой области и ближнего ИК подходят благородные металлы и прозрачные диэлектрики). Достичь больших длин распространения ППП можно также за счет помещения тонких металлических пленок или волноводов в симметричное окружение [32]. В этом случае возможно совместное возбуждение ППП на противоположных границах раздела, что при достаточно малой толщине металла приводит к расщеплению совместного возбуждения на симметричную и асимметричную моды. Асимметричная мода менее локализована в объеме металла, и, следовательно, испытывает меньшее поглощение. Еще одним методом уменьшения потерь при возбуждении ППП является использование активных сред [33, 34]. Потери при поглощении могут компенсироваться вынужденным излучением активной среды. Более того, таким

образом можно достичь усиления поверхностных плазмонов и за счет добавления обратной связи (резонатора) создавать лазеры на поверхностных плазмонах [35].

Особая чувствительность дисперсии поверхностных плазмонов к показателям преломления сред (1.6) позволяет создавать на основе плазмонных структур высокочувствительные сенсоры [36, 37]. Изменение коэффициента преломления среды за счет изменения плотности, концентрации, температуры и т. д. приводит к смещению резонанса ППП и изменению коэффициента пропускания или отражения плазмонной структуры.

Увеличение потерь при возбуждении ППП не всегда является негативным фактором. К примеру, внедрение плазмонных структур в солнечные элементы позволяет увеличивать их эффективность за счет увеличения поглощения в окрестности активного слоя [38, 39].

Локализация поля при возбуждении поверхностных плазмонов усиливает взаимодействие электромагнитного излучения с магнитными материалами и увеличивает магнитооптические эффекты [5, 6]. Подобные применения ППП мы обсудим в §1.3.

Большие значения локального поля поверхностного плазмона вблизи интерфейса приводят к усилению нелинейных эффектов, таких как генерация оптических гармоник или четырехволновое смешение [7, 40]. В случаях, когда среда центросимметрична, источником второй оптической гармоники являются границы раздела и ППП могут усиливать сигнал с определенного интерфейса, где происходит возбуждение. Генерация второй гармоники в магнитоплазмонных структурах будет подробнее описана в §1.4.

§ 1.2. Линейные магнитооптические эффекты

Магнитооптические эффекты возникают при взаимодействии света с магнитным материалом [41]. Как правило, при микроскопическом рассмотрении в основе линейных магнитооптических эффектов лежит Зеемановское расщепление атомных подуровней, приводящее к различию коэффициентов преломления (двулучепреломление) и поглощения (дихроизм) для собственных мод намагниченной (гиротропной) среды. Магнитооптические эффекты классифицируются, во-первых, по тому, регистрируется ли прошедшее через материал или отраженное от его поверхности излучение и,

во-вторых, по соотношению направлений волнового вектора и намагниченности среды. Второй критерий определяет собственные моды в среде с намагниченностью. Если $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$, то собственными модами являются правая и левая эллиптические поляризации, если $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$, то поперечно-магнитная (ТМ) и поперечно-электрическая волны (ТЕ).

Наличие намагниченности в среде феноменологически описывается появлением дополнительных (по сравнению с немагнитной средой) компонент тензора диэлектрической проницаемости. Рассмотрим изотропную прозрачную среду в отсутствие намагниченности с коэффициентом преломления n и диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = n^2$. При появлении намагниченности в тензоре диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$ появляется антисимметричная мнимая часть ¹:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & 0 & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

где ε_{ij} - недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости, которые в прозрачной среде являются мнимыми величинами и $\varepsilon_{ij} = -\varepsilon_{ji}$. Вектор гирации среды $\mathbf{g}$ связан с недиагональными компонентами и выражается как $\varepsilon_{ij} = -ie_{ijk}g_k$, где e_{ijk} - тензор Леви-Чивита. В изотропной среде вектор гирации параллелен намагниченности $\mathbf{g} \parallel \mathbf{M}$. В линейном приближении по намагниченности $\varepsilon_{ij} = \chi_{ijk}^{(m)} M_k$, где $\chi_{ijk}^{(m)}$ - магнитооптическая восприимчивость.

Важной величиной для описания магнитооптических эффектов является параметр Фохта $Q = g/\varepsilon$, для которого в большинстве случаев верно соотношение $|Q| \ll 1$. Именно с этим соотношением связана малость линейных магнитооптических эффектов. Мы не рассматриваем магнитоиндуцированные изменения тензора магнитной проницаемости и в дальнейших расчетах для частот оптического и ближнего ИК диапазонов полагаем, что $\mu = 1$.

В рамках данной работы мы ограничимся анализом линейных (нечетных) по намагниченности среды эффектов. Данные эффекты интересны для анализа магнитных материалов, так как они чувствительны к направ-

¹Так как в дальнейшем мы будем рассматривать только нечетные по намагниченности эффекты, здесь мы пренебрегаем четным (квадратичным) по намагниченности изменением диагональных компонент $\hat{\varepsilon}$, которые, например, описывают эффект Коттона-Мутона (Фохта).

лению намагниченности. Нечетные магнитооптические эффекты используются в поляризационной микроскопии, в устройствах считывания информации с жестких дисков, в фарадеевских ячейках и проч. Отдельно рассмотрим нечетные магнитооптические эффекты в геометриях на отражение и пропускание

1.2.1. Магнитооптические эффекты в отраженном излучении

Линейные магнитооптические эффекты в геометрии на отражение называются эффектами Керра и разделяются по ориентации векторов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{M}$.

Полярный и меридиональный эффекты Керра

Данные эффекты наблюдаются при отражении линейно поляризованного излучения от поверхности среды с намагниченностью, лежащей в плоскости падения и либо перпендикулярной (полярная геометрия, Рис. 1.4(а)), либо параллельной (меридиональная геометрия, Рис. 1.4(б)) поверхности среды. Наличие продольной компоненты намагниченности по отношению к волновому вектору приводит к эллиптически поляризованным собственным модам, поэтому после отражения излучение испытывает поворот плоскости поляризации и приобретает эллиптичность.

Экваториальный эффект Керра

В случае, когда намагниченность перпендикулярна плоскости падения, наблюдается экваториальный эффект Керра, Рис. 1.4(в). Собственными модами становятся поперечно-электрические и магнитные волны, что приводит к изменению коэффициента отражения для р-поляризованного излучения (поляризованное в плоскости падения). Для s-поляризованного излучения (электрическое поле перпендикулярно плоскости падения) эффект не наблюдается. Так как экваториальный эффект Керра является чисто интенсивностным эффектом (поворот поляризации отсутствует), то для его характеристики используют величину магнитного контраста, равную отношению разности интенсивностей отраженного излучения при про-

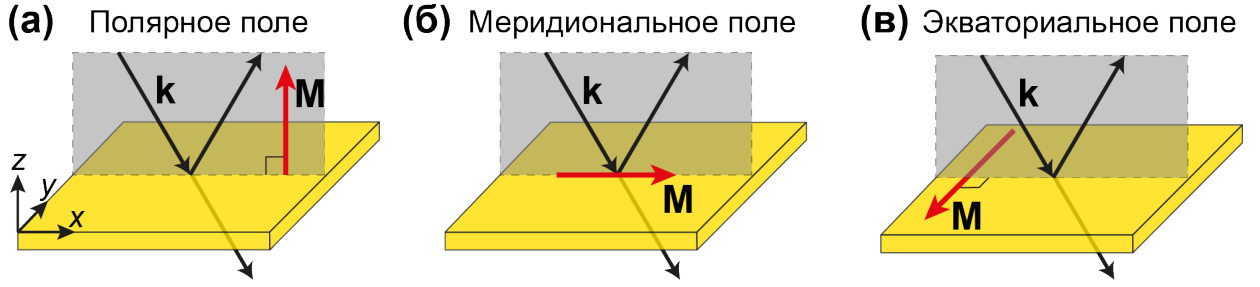


Рис. 1.4. Различные геометрии магнитооптических эффектов: (а) полярная, (б) меридиональная и (в) экваториальная.

тнвоположных значениях намагниченности к сумме этих интенсивностей:

$$\rho = \frac{I(+M) - I(-M)}{I(+M) + I(-M)}. \quad (1.12)$$

Характерные величины магнитного контраста при экваториальном эффекте Керра составляют порядка 1×10^{-3} [41].

1.2.2. Магнитооптические эффекты в прошедшем излучении

Будем считать, что свет распространяется вдоль оси z , а намагниченность направлена либо вдоль оси z (геометрия Фарадея, Рис. 1.4(а)), либо вдоль оси y (экваториальная геометрия, Рис. 1.4(в)).

Эффект Фарадея

Эффект поворота плоскости поляризации света при прохождении через среду параллельно ее намагниченности был открыт Фарадеем в 1845 году [42]. Зеемановское расщепление атомных уровней приводит к циркулярному двулучепреломлению и коэффициенты преломления для двух ортогональных собственных мод - левой и правой циркулярных поляризаций становятся разными: $n_{\pm}^2 = \varepsilon \pm g = \varepsilon(1 \pm Q)$. Угол поворота плоскости поляризации линейно поляризованного света на выходе из намагниченной среды будет равен

$$\varphi = \varphi_F L = \Delta n L \frac{\omega}{c} \approx \frac{\omega n}{2c} Q L = \frac{\chi_{xyz}^{(m)} M_z L}{\lambda n}, \quad (1.13)$$

где $\varphi_F \approx \pi \chi_{xyz}^{(m)} M_z / \lambda n$ - удельное фарадеевское вращение, L - длина распространения света в магнитной среде, $\Delta n = (n_+ - n_-)/2 \approx nQ/2$. Величина φ_F для феррит гранатов, допированных висмутом, достигает значений $\phi_F \sim 1$ град/мкм.

Экваториальный магнитооптический эффект в тонкой пленке

Аналогично экваториальному эффекту Керра, данный эффект заключается в нечетном по магнитному полю изменении интенсивности света, проходящего через тонкую пленку магнитного материала с несимметричным окружением [43]. Эффект возникает за счет различия коэффициентов отражения от двух границ раздела пленки и различия их магнитных составляющих. В результате интерференции происходит модуляция прошедшей интенсивности. Эффект уменьшается с толщиной пленки и наблюдается при наклонном падении. Как правило, значения контраста значительно меньше (на порядок и более), чем в случае экваториального эффекта Керра [41]. Отметим, что такой же механизм должен давать вклад в эффекты Керра при отражении света от тонкой прозрачной магнитной пленки.

§ 1.3. Линейные магнитооптические эффекты в плазмонных структурах

Магнитооптические эффекты имеют множество перспективных применений. Они позволяют визуализировать структуры магнитных материалов, могут использоваться в различных сенсорах, а также служат инструментом для наблюдения временных характеристик спиновых систем материалов. Интересно также активное управление оптическими свойствами среды посредством магнитного поля. Однако есть ряд ограничений, преодоление которых сейчас стало направлением многих исследований. Во-первых, линейные магнитооптические эффекты имеют, как правило, малую величину в связи с малыми значениями параметра Фохта. Во-вторых, для множества применений необходимо высокое пространственное разрешение (микроскопия, нанофотоника), которое для света имеет дифракционное ограничение. Эти препятствия можно преодолеть, используя плазмонные структуры, демонстрирующие высокую локализацию электромагнитного поля [2]. Соответствующая область физики получила название магнитоплазмоники [5].

1.3.1. Линейная магнитооптика локальных плазмонов

Локализация поля в условиях локального плазмонного резонанса может приводить к усилению линейных магнитных эффектов. Для этого необходимо одновременное сочетание плазмонных свойств и магнитооптической активности. Подобные магнитоплазмонные структуры могут иметь различную геометрию и состав.

Одновременно плазмонными и магнитными свойствами обладают ферромагнитные металлы (никель, кобальт, железо), поэтому плазмонное усиление магнитооптических эффектов возможно в области плазмонного резонанса наноструктур, изготовленных из данных материалов. К примеру, экспериментальное подтверждение данного эффекта было получено в нанодисках из никеля (Рис. 1.5а) [44]. В спектральной области возбуждения локального плазмона наблюдалось увеличение вращения поляризации в геометрии меридионального эффекта Керра.

Высокая магнитооптическая активность ферромагнитных металлов всегда сопровождается большими потерями. Поэтому плазмонные резонансы в данных материалах имеют малую добротность. В связи с этим магнитоплазмонные структуры как правило имеют гибридный состав, сочетающий ферромагнитные материалы и благородные металлы (золото, серебро), где первые ответственны за высокую магнитооптическую активность, а вторые - за добротные плазмонные резонансы. Гибридные магнитоплазмонные структуры ферромагнитный металл/благородный металл могут иметь различную геометрию. Это могут быть нанодиски с чередующимися слоями (Au/Co/Au [47]) или наночастицы типа ядро/оболочка (Co/Ag [48], γ -Fe₂O₃/Au (Рис. 1.5б) [45]).

Альтернативой ферромагнитным металлам служат ферромагнитные диэлектрики - редкоземельные феррит гранаты, которые обладают высокой магнитооптической активностью и малым поглощением в видимом диапазоне. Гибридные структуры на основе феррит гранатов и благородных металлов имеют вид золотых нанодисков или наночастиц, включенных в матрицу феррит-граната [49–51]. Основным преимуществом подобных магнитоплазмонных структур является их высокая прозрачность. Если в структурах на основе ферромагнитных металлов в основном изучаются магнитооптические эффекты в геометрии на отражение, то в структурах на основе магнитных диэлектриков, как правило, изучаются магнитоопти-

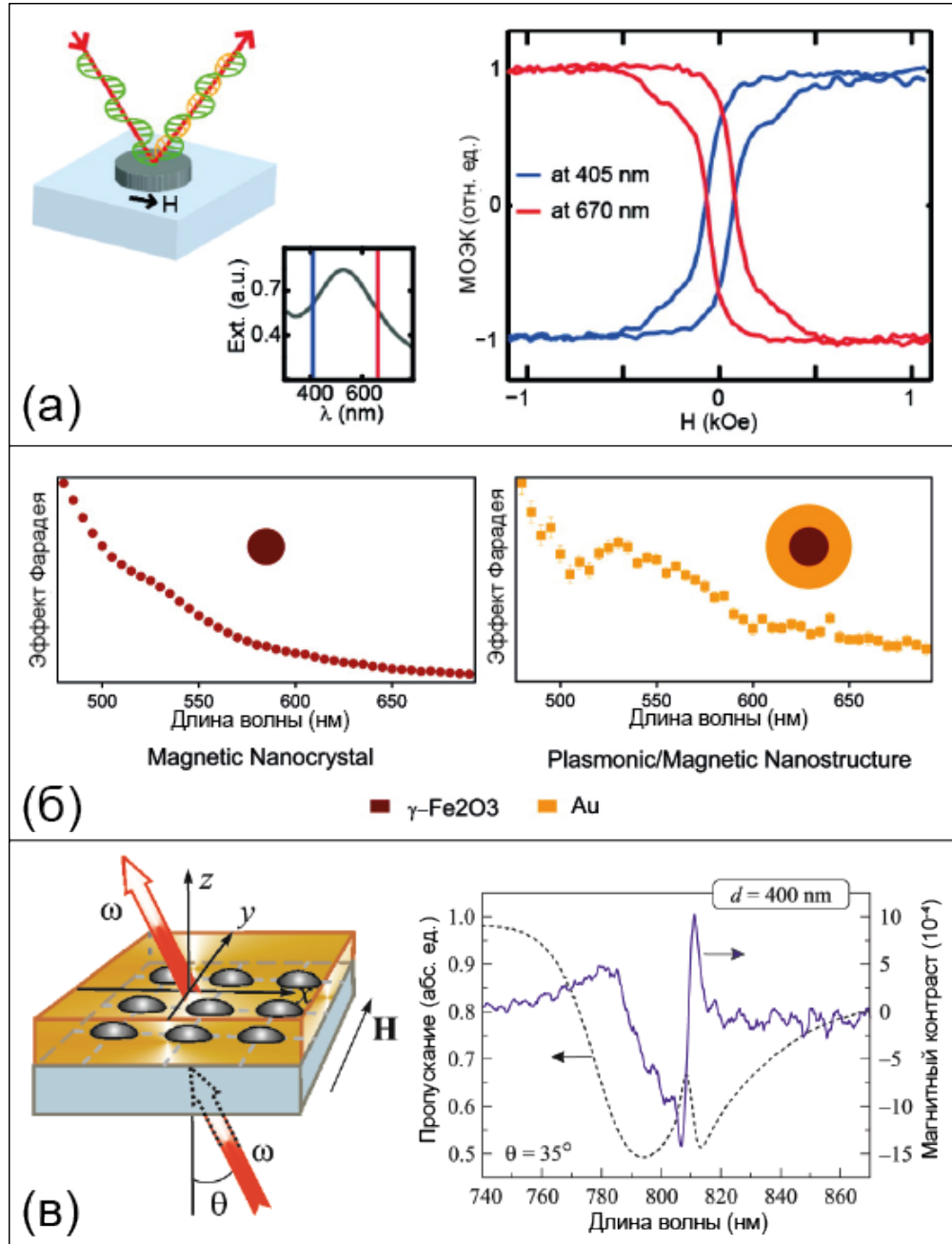


Рис. 1.5. (а) Гистерезисы меридионального эффекта Керра при отражения света от никелевых дисков. Показаны зависимости для двух длин волн по разные стороны относительно частоты возбуждения локального плазмона [44]. (б) Фарадеевское вращение света при прохождении через среду с наночастицами маггемита ($\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3$, слева) и с наночастицами маггемит/золото ($\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3/\text{Au}$, справа). Пик в спектре фарадеевского вращения частиц типа ядро/оболочка связан со спектральным перекрытием электронного перехода в маггемите и локального плазмона в золоте [45]. (в) Спектры пропускания и интенсивностного нечетного экваториального магнитооптического эффекта для периодической структуры из золотых нанодисков в слое феррит-граната (период 300 нм, угол падения 35 градусов). Наблюдается перекрытие резонансов волноводной моды и решеточного плазмона [46].

ческие эффекты в геометрии на пропускание.

Если плазмонные наночастицы, нанодиски или нанонити расположены с определенной периодичностью, то данные структуры приобретают свойства дифракционной решетки. Наличие дифракции позволяет соблюсти условие фазового синхронизма для возбуждения различных распространяющихся мод. В случае, когда рассматривается локальный плазмонный резонанс в плазмонных наноструктурах, возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов происходит неэффективно, так как либо величина периода, либо отношение размеров плазмонных наноструктур к величине периода слишком малы для их возбуждения. Однако наличие периодичности может привести к взаимодействию локальных возбуждений в соседних наноструктурах и формированию решеточного плазмона [46, 52]. Данные возбуждения обладают большей добротностью, чем локальные плазмоны отдельных частиц, а также демонстрируют сильную зависимость от угла падения.

В случаях, когда периодическая структура образована на поверхности оптического волновода (диэлектрический слой, граничащий со средами с меньшими значениями показателей преломления), становится возможным возбуждение волноводных мод, распространяющихся в волноводе при условии полного внутреннего отражения (свойства данных возбуждений будут подробнее описаны в Главе 2). При перекрытии спектральных областей возбуждения локальных плазмонов и волноводных мод происходит возбуждение гибридной плазмонно-волноводной моды [46, 53–56]. В работах [55, 56] было продемонстрировано усиление эффекта Фарадея в структуре на основе массива золотых нанонитей, расположенных на поверхности волноводного слоя гиротропной среды (феррит гранат и селенид европия, соответственно). В периодической структуре с массивом нанодисков, включенных в волноводный слой феррит граната, было показано усиление экваториального интенсивностного нечетного магнитооптического эффекта в геометрии на пропускание [46] при возбуждении решеточного плазмона и волноводной моды (Рис. 1.5в).

1.3.2. Линейная магнитооптика поверхностных плазмон-поляритонов

Ключевое отличие поверхностных плазмон-поляритонов от локальных плазмонов по отношению к магнитооптическим эффектам заключается в том, что плазмон поляритоны являются распространяющимися поперечно-магнитными волнами. В связи с этим в магнитной среде их закон дисперсии начинает зависеть от величины экваториальной компоненты намагниченности [4, 57]:

$$k_{spp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} (1 + \beta g_y), \quad (1.14)$$

где $\beta = -(\varepsilon_1 \varepsilon_2)^{-1/2} (1 - \varepsilon_2^2 / \varepsilon_1^2)^{-1}$. Следовательно, при приложении внешнего магнитного поля, резонансная частота возбуждения ППП на границе с магнитным материалом будет смещаться, причем в различные стороны при различных направлениях магнитного поля или распространения плазмона, что связано со снятием магнитным полем симметрии относительно обращения времени. Смещение резонансной частоты влияет на положение особенностей в спектрах отражения и пропускания, связанных с возбуждением ППП. Нечетное по отношению к внешнему магнитному полю смещение резонансов приводит к нечетному интенсивностному экваториальному магнитооптическому эффекту в отражении или пропускании.

Необходимость фазового синхронизма для возбуждения поверхностных плазмон поляритонов накладывает определенные условия на геометрии магнитоплазмонных структур, поддерживающих их возбуждение. Если синхронизм достигается за счет схем Кречмана или Отто, то в качестве магнитного материала, как правило, используются ферромагнитные металлы в сочетании с благородными металлами. Резонансная модуляция отражения от магнитоплазмонных структур с составом Au/Co/Au и Ag/Co/Ag была продемонстрирована в работе [47], значения магнитного контраста экваториального эффекта Керра достигали 1 % (Рис. 1.6а).

Более интересны магнитоплазмонные структуры, поддерживающие возбуждение ППП за счет наноструктурированного металлического слоя. Условие синхронизма для ППП в таких структурах соблюдается либо за счет наличия периодичности, либо за счет дифракции на неоднородности. Усиление экваториального эффекта Керра было продемонстрировано при

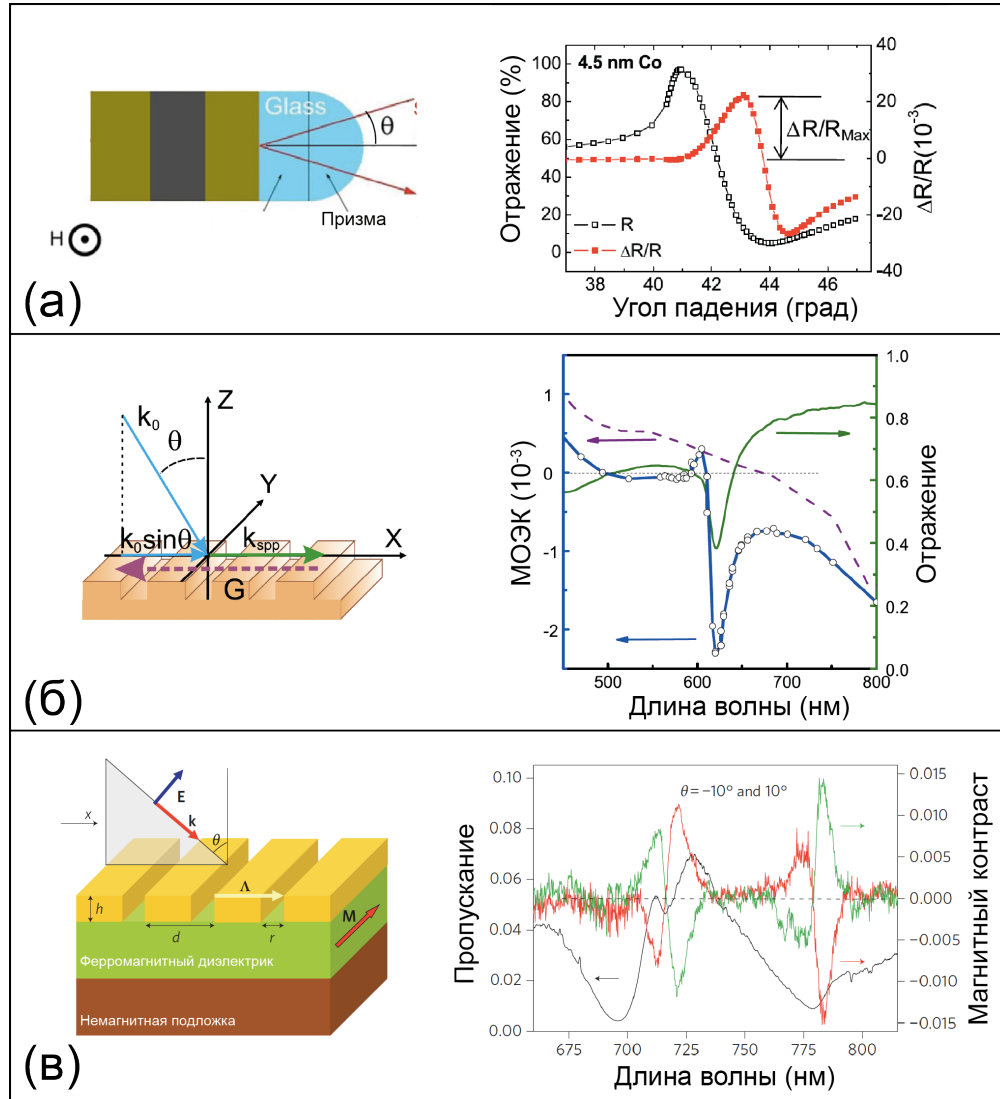


Рис. 1.6. (а) Зависимости коэффициента отражения и магнитного контраста экваториального эффекта Керра от угла падения при возбуждении ППП в структуре золото/кобальт/золото в схеме Кречмана [47]. (б) Спектры отражения и экваториального эффекта Керра при возбуждении ППП на периодической решетке из никеля. Период решетки - 320 нм [10]. (в) Спектры пропускания (черная кривая) и магнитного контраста (зеленая и красная кривые) в экваториальной геометрии при противоположных углах падения ± 10 град для структуры золото/феррит-гранат. Период структуры 595 нм [4].

возбуждении ППП на дифракционной решетке, изготовленной из никеля (Рис. 1.6б) [10,58]. В работе [59] был исследован магнитоплазмонный интерферометр на основе гибридной структуры Au/Co/Au, где ППП возбуждался на насечке и распространялся до щели, где происходила интерференция с падающим светом. Переменное магнитное поле меняло волновой вектор ППП и модулировало интерферограмму.

Однако как упоминалось выше, наличие ферромагнитного металла увеличивает потери и уменьшает добротность возбуждения ППП, что, в свою очередь, уменьшает величину резонансных магнитооптических эффектов. Большое внимание уделяется структурам на основе перфорированного благородного металла и феррит-граната (Рис. 1.6в) [4, 60–62]. В подобных магнитоплазмонных структурах возможно сочетание аномально-го пропускания и усиления магнитооптических эффектов. Таким образом, высокая магнитооптическая активность наблюдается при значительных коэффициентах пропускания. За счет смещения резонанса ППП в экваториальном магнитном поле было продемонстрировано усиление нечетного интенсивностного магнитооптического эффекта в геометрии на пропускание в структуре золото/феррит-гранат [4], значения магнитного контраста достигали 1÷10%. В работах [60, 61] было экспериментально и теоретически исследовано усиление эффекта Фарадея и полярного эффекта Керра в данных структурах. Подобное усиление объясняется взаимодействием поверхностных плазмон-поляритонов и волноводных мод в слое феррит-граната [60]. Данные структуры имеют множество перспектив для нанофотоники и управления светом на наномасштабах посредством магнитного поля. Более подробно свойства магнитоплазмонных структур золото/феррит-гранат будут описаны в Главе 2.

В еще одном оригинальном типе магнитоплазмонных структур поверхностные плазмон-поляритоны возбуждаются на поверхности фотонных и магнитофотонных кристаллов [63, 64]. Наличие запрещенной зоны позволяет увеличивать добротность плазмонного резонанса и получать узкие особенности в спектре магнитооптического отклика [37], а спектральное перекрытие резонанса ППП и таммовского поверхностного состояния [64] приводит к резонансной модуляции магнитооптического отклика [65].

§ 1.4. Генерация второй гармоники и нелинейные магнитооптические эффекты

Все предыдущие рассуждения велись в предположении, что отклик среды зависит линейно от величины внешнего поля: $\mathbf{P} = \hat{\chi} \mathbf{E}$, где $\mathbf{P}$ - поляризация среды и $\hat{\chi}$ - тензор ее линейной восприимчивости. То есть отклик среды на возбуждение с частотой ω будет иметь ту же частоту. Однако при больших значениях внешних полей в поляризации среды возникают нелинейные компоненты на частотах, отличных от ω и связанные, например, с ангармонизмом колебаний связанных электронов или с силой Лоренца, действующей на свободные электроны. Если в среде присутствует поле на различных частотах, то за счет нелинейности отклик будет также определяться полями на разных частотах. В общем случае можно записать [8]:

$$\mathbf{P}(\omega) = \mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_{\text{nl}} = \hat{\chi}^{(1)}(\omega) \mathbf{E}(\omega) + \hat{\chi}^{(2)}(\omega_1, \omega_2) : \mathbf{E}(\omega_1) \mathbf{E}(\omega_2) + \hat{\chi}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) : \mathbf{E}(\omega_1) \mathbf{E}(\omega_2) \mathbf{E}(\omega_3) + \dots, \quad (1.15)$$

где $\mathbf{P}_1 = \hat{\chi}^{(1)} \mathbf{E}$ - линейная поляризация, $\mathbf{P}_{\text{nl}}$ - нелинейная поляризация, $\hat{\chi}^{(i)}(\omega_1, \dots, \omega_i)$ - элементы i -го порядка в разложении восприимчивости по степеням напряженности поля. Учет нелокальности отклика среды приводит к мультипольному разложению нелинейных восприимчивостей. В частности, для квадратичной восприимчивости:

$$P_i^{(2)}(\omega) = \sum_{j,k} \hat{\chi}_{ijk}^{(2,D)}(\omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) + \sum_{j,k,l} \hat{\chi}_{ijkl}^{(2,Q)}(\omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) \nabla_l E_k(\omega_2) + \dots \quad (1.16)$$

где $\hat{\chi}_{ijk}^{(2,D)}$ и $\hat{\chi}_{ijkl}^{(2,Q)}$, соответственно, дипольная и квадрупольная квадратичная восприимчивость среды. Как правило, в большинстве случаев вклад от дипольных компонент является определяющим, и можно ограничиться дипольным (локальным) приближением:

$$P_i(\omega) = \sum_{j,k} \hat{\chi}_{ijk}^{(2)}(\omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) + \sum_{j,k,l} \hat{\chi}_{ijkl}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) E_l(\omega_3) + \dots \quad (1.17)$$

Наличие нелинейных по электрическому полю членов в разложении поляризации среды (1.15) приводит к множеству нелинейных эффектов, таких

как генерация гармоник [66], самофокусировка [67, 68], параметрическое рассеяние света [69], генерация разностных и суммарных частот и т.д. [8, 70]. Отношение двух последовательных членов в разложении тензора восприимчивости (1.15) можно оценить как $\hat{\chi}^{(i+1)}/\hat{\chi}^{(i)} \approx E_a = e/a_0^2 = m_e^2 e^5/\hbar^4$, где E_a - атомный масштаб поля, $\hbar$ - постоянная Планка и a_0 - боровский радиус. Поэтому наибольшим нелинейным членом в разложении (1.17) является квадратичная нелинейная поляризация среды. В дальнейшем мы ограничим наше рассмотрение нелинейными эффектами второго порядка, за которые отвечает тензор квадратичной нелинейной восприимчивости $\hat{\chi}^{(2)}$.

При наличии в электрическом поле двух компонент на частотах ω_1 и ω_2 , нелинейная поляризация среды будет содержать компоненты с частотами $\omega_1 + \omega_2, \omega_1 - \omega_2, 2\omega_1, 2\omega_2$, а также статическую составляющую. Эти поля будут служить источниками соответствующих компонент электрического поля. Для немагнитной среды из уравнений Максвелла (1.1) следует известное волновое уравнение:

$$\Delta \mathcal{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{P}}{\partial t^2}. \quad (1.18)$$

В частотном представлении уравнение (1.18) принимает вид

$$\Delta \mathbf{E} + \frac{\varepsilon \omega^2}{c^2} \mathbf{E} = -\frac{4\pi \omega^2}{c^2} \mathbf{P}_{\text{nl}}. \quad (1.19)$$

В отсутствие нелинейной части поляризации среды, уравнение (1.19) переходит в уравнение Гельмгольца для линейной среды (1.4). В случае, когда $\mathbf{P}_{\text{nl}} \neq 0$, уравнение описывает генерацию электромагнитного поля не только на частоте ω , но и на отличных от нее частотах. Этот член в частности приводит к наведению нелинейной поляризации среды на удвоенной частоте $\mathbf{P}^{2\omega}$, которая согласно уравнению (1.19) становится источником поля на такой частоте $\mathbf{E}^{2\omega} \propto \mathbf{P}^{2\omega}$. Описанный эффект называется генерацией второй оптической гармоники (ГВГ) и впервые такой процесс наблюдался Франкеном при прохождении излучения мазера через кристалл кварца в 1961 году [66]. Генерация второй гармоники может происходить как в геометрии на отражение (основной сигнал генерируется в слое с глубиной порядка длины волны), так и в геометрии на пропускание (на масштабах когерентной длины) [71]. Согласно волновому уравнению (1.19), если в объеме нелинейной квадратичной среды соблюдается условие фазового

синхронизма $\mathbf{k}_{2\omega} = 2\mathbf{k}_\omega$ для волновых векторов полей на основной и удвоенной частотах, то когерентное излучение на частоте ω будет эффективно преобразовываться в излучение на частоте 2ω .

В электро-дипольном приближении ГВГ происходит в среде с нелинейной восприимчивостью второго порядка:

$$P_i^{2\omega} = \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2,D)} E_j^\omega E_k^\omega. \quad (1.20)$$

Микроскопически, такие процессы описываются матричными элементами соответствующих дипольных электронных переходов в среде, и выражение для квадратичной восприимчивости в случае ГВГ можно записать как [8]

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \frac{e^3}{\hbar^2} \sum_{\mathbf{k}, v, c, c'} \left[\frac{\langle r_i \rangle_{vc} \langle r_j \rangle_{cc'} \langle r_k \rangle_{c'v}}{(2\omega - \omega_{cv})(\omega - \omega_{c'v})} + \dots \right] f_v(\mathbf{k}), \quad (1.21)$$

где $\mathbf{k}$ обозначает волновой вектор электрона, v, c, c' - индексы состояний в валентной зоне и в зоне проводимости, $f_v(\mathbf{k})$ - распределение Ферми для состояния $|v, \mathbf{k}\rangle$, $\langle r_i \rangle_{cv}$ - матричный элемент дипольного перехода между состояниями c и v , $\omega_{cv} = E_c - E_v/\hbar$ и многоточие означает суммирование по перестановкам индексов ijk .

Согласно принципу Неймана, компоненты $\chi_{ijk}^{(2,D)}$ должны удовлетворять операциям симметрии S :

$$\left(\hat{i} \cdot S^\dagger \right) \cdot \chi_{ijk}^{(2,D)} : \left(S \cdot \hat{j} \right) \left(S \cdot \hat{k} \right) = \chi_{ijk}^{(2,D)}. \quad (1.22)$$

Таким образом, из 27 компонент тензора квадратичной восприимчивости многие оказываются равными друг-другу или вовсе зануляются.

1.4.1. Генерация второй гармоники от поверхности центросимметричных сред

Центросимметричные среды удовлетворяют операции инверсии координат, поэтому в их объеме должно соблюдаться соотношение $\chi_{ijk}^{(2,D)} = (-1)^3 \chi_{ijk}^{(2,D)}$. Это означает, что в дипольном приближении квадратичная восприимчивость центросимметричных сред равна нулю и генерация второй гармоники в их объеме запрещена.

Однако на границах раздела двух сред симметрия относительно инверсии координат отсутствует, и в дипольном приближении сохраняется

ненулевая квадратичная восприимчивость. Таким образом, для центросимметричных сред ГВГ происходит наиболее эффективно на их поверхности и характеризуется поверхностным тензором нелинейной восприимчивости. Сигнал второй гармоники, отраженной от центросимметричной среды, впервые наблюдался Терхуном и соавторами в 1962 году при исследовании ГВГ от поверхности кальцита [72]. Теория поверхностной генерации второй гармоники в металлах и полупроводниках активно развивалась Бломбергом [73] и Шеном [74].

Объемный вклад в ГВГ в центросимметричных средах могут давать квадрупольные члены квадратичной восприимчивости $\hat{\chi}_{ijkl}^{(2,Q)}$. Вопросу относительной величины этих вкладов и методик их разделения в немагнитном и магнитном (см. далее) нелинейных откликах посвящен ряд статей [11, 75–77]. Тем не менее, в дальнейшем мы будем рассматривать исключительно поверхностную генерацию второй гармоники в дипольном приближении, поэтому тензором $\hat{\chi}^{(2)}$ мы будем обозначать тензор квадратичной дипольной поверхностной восприимчивости.

Тензор поверхностной нелинейной восприимчивости является тензором третьего ранга и он должен удовлетворять операциям симметрий поверхности среды. К примеру, для изотропной среды ненулевыми будут следующие компоненты $\hat{\chi}^{(2)}$ [70]:

$$\begin{aligned} \chi_{zzz}^{(2)}, \chi_{zxx}^{(2)} &= \chi_{zyy}^{(2)}, \\ \chi_{xxz}^{(2)} &= \chi_{yyz}^{(2)} = \chi_{xzx}^{(2)} = \chi_{yzy}^{(2)}. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Заметим, что в связи с малым пространственным масштабом области, в которой происходит поверхностная ГВГ, для наблюдения этого процесса нет необходимости в соблюдении фазового синхронизма. Будучи исключительно чувствительной к свойствам поверхности, ГВГ можно использовать для мониторинга образования одноатомных слоев на поверхности [78], наблюдения различных химических реакций и электронных процессов на поверхности [79, 80], определения поверхностных фазовых переходов [81], а также для исследования интерфейсов в глубине структур из центросимметричных материалов [82].

1.4.2. Магнитоиндуцированная генерация второй гармоники

В средах, обладающих магнитными свойствами, интенсивность сигнала второй гармоники должна зависеть от величины намагниченности среды [83, 84]. Микроскопически, спин-орбитальное взаимодействие приводит к искажению волновых функций электронных состояний и в выражении для дипольной квадратичной восприимчивости (1.21) появляется добавка, зависящая от спина состояний (намагниченности) [83]:

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_{ijk}^{(2)}(\mathbf{M} = 0) + \chi_{ijk}^{(2)}(\mathbf{M}) \quad (1.24)$$

Ненулевой вклад дают только частично заполненные спиновые состояния. Теоретические расчеты показывают [83, 85], что отношение магнитной и немагнитной частей квадратичной восприимчивостей $\chi_{ijk}^{(2)}(\mathbf{M})/\chi_{ijk}^{(2)}(0)$ сравнимо с отношением недиагональных и диагональных компонент линейной восприимчивости $\chi_{ij}^{(1)}(\mathbf{M})/\chi_{ii}^{(1)}(0)$. В частности, для никеля можно получить [83] $\chi_{ijk}^{(2)}(\mathbf{M})/\chi_{ijk}^{(2)}(0) \approx 0.07i$.

Феноменологически, появление магнитоиндуцированных компонент квадратичной восприимчивости связано с нарушением намагниченностью симметрии среды и появлением дополнительных компонент в квадратичной поляризации, зависящих от статической намагниченности

$$\mathbf{P}_i^{2\omega} = \chi_{ijk}^{(2,0)} E_j^\omega E_k^\omega + \chi_{ijkl}^{(2,1)} E_j^\omega E_k^\omega M_l^0 + \chi_{ijklm}^{(2,2)} E_j^\omega E_k^\omega M_l^0 M_m^0 + \dots \quad (1.25)$$

где $\hat{\chi}^{(2,n)}$ является тензором по первым трем индексам и псевдотензором по n последним индексам, в связи с аксиальностью вектора $\mathbf{M}$. При инверсии координат направление намагниченности не меняется, поэтому аналогично немагнитной ГВГ, объемная магнитоиндуцированная ГВГ в дипольном приближении запрещена для centrosymmetric сред.

В линейном по намагниченности приближении магнитный вклад в ГВГ будет нечетным по направлению намагниченности:

$$\mathbf{P}^{2\omega}(\pm\mathbf{M}) = \hat{\chi}_{\text{crys}}^{(2)} : \mathbf{E}^\omega \mathbf{E}^\omega \pm \hat{\chi}_{\text{magn}}^{(2)}(\pm\mathbf{M}) : \mathbf{E}^\omega \mathbf{E}^\omega, \quad (1.26)$$

где $\hat{\chi}_{\text{crys}}^{(2)} \equiv \hat{\chi}^{(2,0)}$ - часть тензора нелинейной восприимчивости второго порядка, не зависящая от намагниченности и $\hat{\chi}_{\text{magn}}^{(2)}(\pm\mathbf{M}) \equiv \hat{\chi}^{(2,1)} : \mathbf{M}$ - магнитоиндуцированная составляющая квадратичной восприимчивости.

С учетом магнитоиндуцированного вклада, интенсивность сигнала второй гармоники будет пропорциональна:

$$I^{2\omega} = |\mathbf{P}^{2\omega}(\pm\mathbf{M})|^2 \propto (|\chi_{\text{crys}}^{(2)}|^2 + |\chi_{\text{magn}}^{(2)}|^2 \pm 2|\chi_{\text{crys}}^{(2)}||\chi_{\text{magn}}^{(2)}| \cos \Phi)(I^\omega)^2, \quad (1.27)$$

где I^ω - интенсивность накачки и Φ - величина фазовой задержки между магнитным и немагнитным вкладами. В силу симметрии по обращению времени [86] в прозрачной среде $\hat{\chi}_{\text{crys}}^{(2)}$ является вещественным тензором, а $\hat{\chi}_{\text{magn}}^{(2)}(\pm \mathbf{M})$ - мнимым тензором, поэтому $\Phi = \pi/2$, и эти два вклада не интерферируют. Напротив, в среде с поглощением, магнитоиндуцированный вклад начинает интерферировать с немагнитным вкладом, что приводит к возникновению нелинейных магнитооптических эффектов, заключающихся в магнитоиндуцированном изменении интенсивности сигнала второй гармоники или поворота ее плоскости поляризации.

Для характеристики интенсивностных магнитных эффектов в нелинейном отклике используется величина нелинейного магнитного контраста:

$$\rho_m^{2\omega} = \frac{I^{2\omega}(+M) - I^{2\omega}(-M)}{I^{2\omega}(+M) + I^{2\omega}(-M)} \propto \frac{|\chi_{\text{crys}}^{(2)}| |\chi_{\text{magn}}^{(2)}| \cos \Phi}{|\chi_{\text{crys}}^{(2)}|^2 + |\chi_{\text{magn}}^{(2)}|^2}, \quad (1.28)$$

где $I^{2\omega}(+M)$ и $I^{2\omega}(-M)$ - интенсивности сигнала второй гармоники при противоположных направлениях намагниченности. Из формул (1.27), (1.28) видно, что сигнал ВГ при наличии нелинейных магнитооптических эффектов сильно зависит от разности фаз Φ между кристаллографической и магнитной составляющими сигнала ВГ. Информацию о фазе ВГ можно определить методами интерферометрии, при которой поля на частоте второй гармоники интерферируют с полями от эталонного источника с контролируемой фазовой задержкой [87–90]. Фазовую задержку можно менять, например, контролируя давление газа, в котором свободно распространяются излучения накачки и сигнала ВГ [87], или пространственно перемещая эталонный источник ВГ относительно исследуемого образца [89].

Описанные эффекты позволяют исследовать свойства магнитных интерфейсов и поверхностей [91–93]. Значительный вклад в данную область физики был сделан группами О.А. Акципетрова и Т. Разинга. Магнитоиндуцированная ГВГ позволяет наблюдать за химическими процессами на поверхности [94], изучать анизотропию поверхностей магнитных материалов [95], наблюдать физические процессы в мультислойных магнетиках [96, 97], исследовать динамику спиновых процессов [98, 99].

§ 1.5. Нелинейные эффекты при возбуждении поверхностных плазмонов

Сильная локализация электромагнитного поля на интерфейсах с металлами при возбуждении локальных плазмонов и поверхностных плазмон-поляритонов приводит к резонансному усилению различных нелинейно-оптических эффектов [7]. Более того, чувствительность плазмонных возбуждений к геометрии и составу структур позволяет заданным образом контролировать нелинейный отклик. Многообразие различных эффектов нелинейной плазмоники включает в себя усиление генерации оптических гармоник [40, 100–102], контроль циркулярного дихроизма [103, 104], самовоздействие плазмонов [105], динамическое управление света светом [106] и др. Рассмотрим подробнее исследования плазмонных эффектов, связанных с генерацией второй гармоники.

Впервые плазмонное усиление поверхностной ГВГ было продемонстрировано Саймоном при возбуждении поверхностного плазмона на границе раздела серебро/воздух в схеме Кречмана [40]. Эксперименты по усилению ГВГ при возбуждении ППП на дифракционных решетках проводились Райнишем [107, 108] и Саймоном [109]. Среди теоретических исследований можно отметить работу Агарвала [110] и Райниша [111].

Однако большинство исследований плазмонного усиления ГВГ посвящено возбуждению локальных плазмонов. Шеном было продемонстрировано усиление ГВГ от поверхности серебра при наличии шероховатости [112] и соответствующем возбуждении локальных плазмонов. Усиление ГВГ наблюдалось для островковых металлических пленок [113, 114], для металлических наночастиц [101, 115] или для композитных наночастиц как, к примеру, наночастицы типа ядро-оболочка [116, 117]. При отражении излучения накачки от поверхности со случайным образом распределенными металлическими наночастицами может происходить усиление гиперрэлеевского рассеяния (рассеяние света на частоте второй гармоники) [118].

1.5.1. Нелинейная магнитоплазмоника

Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов и локальных плазмонов в магнитных средах способно за счет резонансных модуляций амплитуды и фазы полей усиливать нелинейные магнитооптические эф-

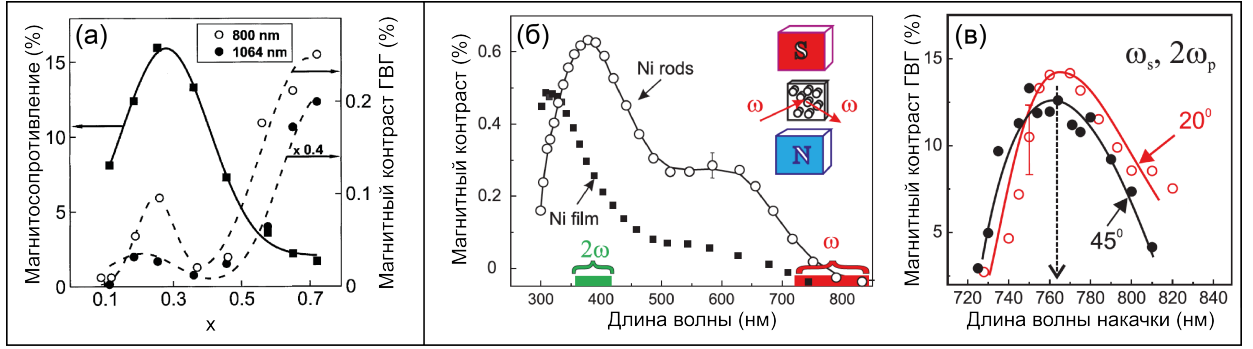


Рис. 1.7. (а) Зависимости магнитосопротивления и нелинейного магнитного контраста для двух длин волн накачки от содержания кобальта в пленках $\text{Co}_x\text{Ag}_{1-x}$. Максимумы в зависимостях наблюдаются при грануляции пленок и возбуждении локального плазмонного резонанса [120]. (б) Спектры экваториального эффекта Керра для пленки никеля и никелевых наностержней. (в) Спектры нелинейного магнитного контраста в экваториальной геометрии при отражении от никелевых наностержней для двух углов падения. Резонанс локального плазмона находится на частоте второй гармоники [122].

фекты. Для наблюдения таких процессов создаются магнитоплазмонные структуры, сочетающие в себе металлические и магнитные свойства [9]. Различные геометрии и составы таких структур мы уже обсуждали в Разделах 1.3.1 и 1.3.2. Здесь мы кратко рассмотрим эффекты, наблюдавшиеся в нелинейном отклике магнитоплазмонных структур при возбуждении локальных плазмонов и ППП.

Простейшими системами для наблюдения усиления нелинейных магнитооптических эффектов являются ансамбли ферромагнитных наночастиц или островковые ферромагнитные пленки (Рис. 1.7а) [119–121]. Возбуждение локальных плазмонов в никелевых наностержнях [122] позволило эффективно усиливать магнитоиндуцированные компоненты тензора квадратичной восприимчивости и наблюдать резонансные особенности в нелинейном магнитном контрасте в отсутствие видимых особенностей в линейном магнитооптическом отклике (Рис. 1.7б,в). Примечательно, что резонанс находился на частоте второй гармоники. Нелинейные магнитооптические эффекты также изучались в наноструктурах ядро/оболочка [123]. Возбуждение локальных плазмонов в хиральных никелевых G-структурах позволило управлять магнитным циркулярным дихроизмом [124].

Впервые нелинейные магнитооптические эффекты при возбуждении поверхностных плазмонов рассматривались в статьях [125, 126]. ППП возбуждались в гибридной структуре на основе золота и кобальта $\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}$,

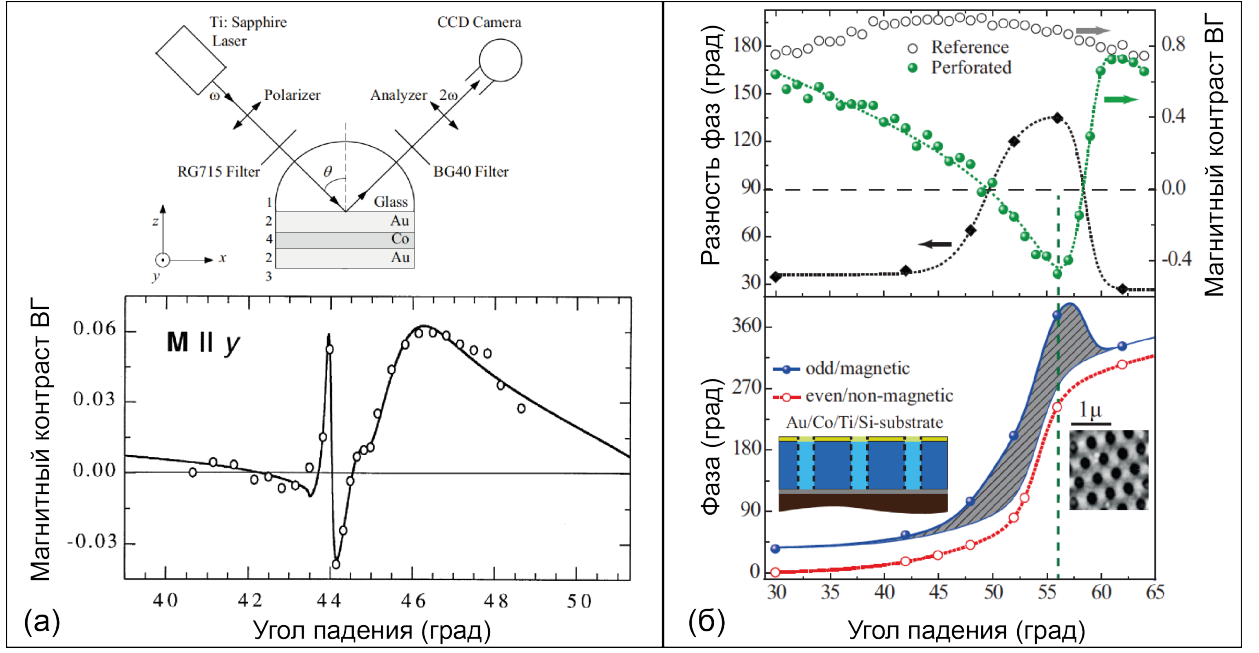


Рис. 1.8. (а) Угловая зависимость нелинейного магнитного контраста для экваториальной геометрии при возбуждении ППП в схеме Кречмана на поверхности пленки золото/кобальт/золото [126]. (б) Угловые зависимости нелинейного магнитного контраста и фаз магнитной и немагнитной ВГ для экваториальной геометрии при возбуждении ППП в пленке золото/кобальт с периодической гексагональной решеткой отверстий. Период структуры 470 нм [11].

используя схему Кречмана (Рис. 1.8а). Были продемонстрированы модуляции нелинейного магнитного контраста в экваториальной и меридиональной геометриях. При возбуждении плазмона происходит усиление локализации поля как на магнитных (кобальт/золото), так и на немагнитных (воздух/золото) интерфейсах, усиливая магнитную и немагнитную ГВГ. Схема Кречмана была также использована в работе [127], где ППП возбуждался на поверхности железа и железа покрытого золотом. В первом образце было зарегистрировано усиление магнитоиндуцированной ВГ и нелинейного магнитного контраста, когда как во втором происходило усиление немагнитной ВГ. В работе [128] поверхностный плазмон возбуждался не только на частоте накачки, но и на частоте второй гармоники. Для этого была использована схема Кречмана и структура золото/кобальт/серебро. При перекрытии резонансов наблюдалось увеличение нелинейного магнитного контраста и отмечалось, что определяющую роль в процессе играет резонанс ППП на частоте второй гармоники.

В работе [58] впервые исследовалась магнитоиндуцированная ГВГ

при возбуждении ППП на дифракционной решетке. Использовалась структура из никеля с периодом 1200 нм. Нелинейный магнитный контраст в экваториальной геометрии значительно усиливался при возбуждении поверхностного плазмон-поляритона. В другой работе [11] исследовалась генерация второй гармоники к периодически перфорированной структуре золото/кобальт (Рис. 1.86). Сильная модуляция нелинейного магнитного контраста для экваториального магнитного поля объяснялась усилением квадрупольного вклада в магнитоиндуцированную ВГ при возбуждении ППП, что подтверждалось измерениями фазы магнитной и немагнитной компонент ВГ. Магнитоиндуцированная ГВГ была также исследована в магнито-плазмонном кристалле золото/феррит-гранат в экваториальной геометрии на отражение [129]. Сигнал ВГ оказался чувствительным к возбуждению ППП на нижнем интерфейсе золото/феррит-гранат. Нелинейный магнитный контраст составил 1% при толщине золота 100 нм.

§ 1.6. Оптическое возбуждение сверхбыстрой динамики намагниченности

Механизмы оптического контроля состоянием намагниченности являются предметом интенсивных исследований в настоящий момент [130]. Толчком к развитию данной области стал эксперимент Борепэра, проведенный в 1996 году, когда было продемонстрировано сверхбыстрое размагничивание никеля при его возбуждении оптическими импульсами [131]. Пленка никеля толщиной 22 нм подвергалась облучению импульсами с длительностью 60 фс и длиной волны 620 нм. Эксперимент показал, что время термализации электронной системы (время достижения распределения Ферми-Дирака с высокой температурой) составляет 260 фс, когда как релаксация спиновой системы к состоянию с температурой 575 К происходит примерно за 2 пс (Рис. 1.9(а)). Этот результат продемонстрировал возможность быстрого контроля намагниченности оптическим излучением и дал толчок к разработке оптических методов управления намагниченностью. Заметим, что такое управление стало возможным только после появления лазерных источников света с длительностями импульсов меньше, чем характерные времена термализации электронов (порядка 100 фс).

Характеры динамических процессов, происходящих при оптическом

возбуждении магнитной системы, сильно различаются в случае термических и нетермических эффектов. Если в случае термического воздействия происходит изменение величины намагниченности, то в остальных случаях меняется ее ориентация. Рассмотрим отдельно эти два процесса.

1.6.1. Термические эффекты

При поглощении средой короткого оптического импульса энергия передается электронной подсистеме, возбуждая электроны на более высокие энергетические уровни. В дипольном приближении такие переходы сохраняют состояние спина, поэтому процесс прямой передачи энергии излучения спинам неэффективен при высоком поглощении.

Энергия электронной подсистемы может передаваться спиновой подсистеме и вызывать размагничивание образца при приближении температуры спиновой подсистемы к температуре Кюри [131, 132]. Такой эффект происходит быстрее и эффективнее в металлах за счет наличия спин-электронных взаимодействий. При наличии в материале магнитных подсистем с различными временами размагничивания можно наблюдать переключение намагниченности, как это было показано в случае ферритма GdFeCo . Было продемонстрировано переключение намагниченности при наличии внешнего магнитного поля [133] и без [134] (Рис. 1.9(б)). Процесс изменения направления намагниченности в таких системах происходит на масштабах пикосекунды. Однако для повторения процесса записи необходимо ждать релаксации системы к термодинамически равновесному состоянию, и этот процесс происходит на субнаносекундном масштабе.

1.6.2. Нетермические эффекты

Нетермические динамические эффекты, индуцированные светом, связаны с возбуждением намагниченности среды оптическим импульсом. В результате намагниченность начинает испытывать прецессионное движение относительно направления эффективного магнитного поля. В начале приведем основные уравнения, описывающие прецессионную динамику намагниченности. Здесь и далее мы будем использовать вектор магнитного момента $\mathbf{m} = MV$, где V - рассматриваемый объем среды с однородным распределением намагниченности.

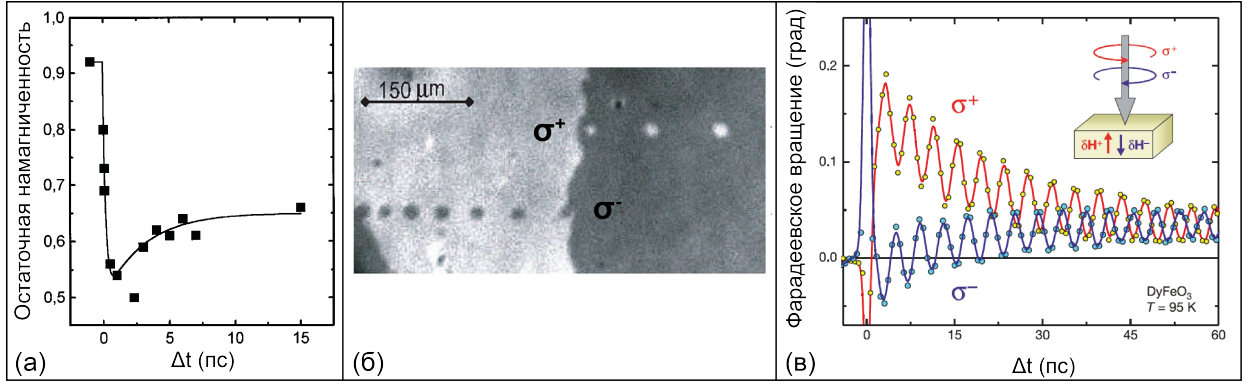


Рис. 1.9. (а) Сверхбыстрое размагничивание никеля оптическими импульсами длительностью 60 пс. Величина остаточной намагниченности нормирована на значение в отсутствие возбуждения [131]. (б) Переключение намагниченности в GdFeCo циркулярно поляризованными импульсами. Образец перемещался в горизонтальном направлении, и последовательные импульсы попадали на различные участки доменов. Намагниченность в соответствующих доменах переключается при определенной поляризации импульса [134]. (в) Обратный эффект Фарадея в DyFeO₃. Показана зависимость фарадеевского вращения для зондирующего импульса, приходящего в среду на разных временах после возбуждения импульсом накачки прецессии намагниченности. Фаза прецессии противоположна для различных циркулярных поляризаций [135].

Внутри гиротропной среды присутствуют магнитные поля различной природы. Суммарное эффективное магнитное поле, действующее на магнитный момент в гиротропной среде, можно представить как

$$\mathbf{H}^{\text{eff}} = \mathbf{H}^{\text{ext}} + \mathbf{H}^{\text{dem}} + \mathbf{H}^{\text{a}}, \quad (1.29)$$

где $\mathbf{H}^{\text{ext}}$ - внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}^{\text{dem}}$ - поле размагничивания и $\mathbf{H}^{\text{a}}$ - поле анизотропии.

При отклонении намагниченности (спина) от направления эффективного поля на него начинает действовать момент силы $\mathbf{T} = [\mathbf{m} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}]$. Согласно квантовой механике угловой момент связан с магнитным как $\mathbf{L} = \mathbf{m}/\gamma$, где γ - гиромагнитное соотношение. Из классического уравнения движения $d\mathbf{L}/dt = \mathbf{T}$ можно получить уравнение, известное как уравнения Ландау-Лифшица [136]:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = [\mathbf{m} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}]. \quad (1.30)$$

Уравнение (1.30) описывает незатухающее прецессионное движение. Однако эксперименты показывают, что в реальности прецессия намагниченности имеет некоторое время затухания. Диссипацию в таком процессе

можно феноменологически учесть, введя дополнительный член в уравнение (1.30), что приводит нас к уравнению Ландау-Лифшица-Гильберта:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = [\mathbf{m} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{|\mathbf{m}|} \left[\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right], \quad (1.31)$$

где α - гильбертовский параметр диссипации.

Выделяют два механизма за счет которых происходит нетермическое выведение намагниченности из равновесного состояния: фотомагнитный и оптомагнитный.

Фотомагнитные эффекты

Поглощение фотонов может вызывать определенные переходы электронов между состояниями, определяющими магнитную анизотропию среды. Таким образом, поглощение оптического импульса влияет на орбитальный момент, что в свою очередь приводит к изменению направления эффективного поля (1.29) и намагниченности [137, 138], причем характер изменения магнитных свойств будет зависеть от поляризации оптического импульса. Используя данный механизм, было продемонстрировано переключение намагниченности на масштабах 20 пс линейно поляризованными оптическими импульсами в пленках феррит-граната, допированных кобальтом [15].

Оптомагнитные эффекты

В отсутствие поглощения возможен контроль намагниченности за счет оптомагнитных (импульсных) эффектов, особенностью которых является прямая передача углового момента фотонов спиновой подсистеме. В выражение для термодинамического потенциала (свободной энергии) немагнитной, изотропной и непоглощающей среды со статической намагниченностью M^0 будет входить следующий член [86]:

$$F = \sum_{ijk} \chi_{ijk}^{(m)} E_i^\omega E_j^{\omega*} M_k^0. \quad (1.32)$$

Соответствующие электромагнитные поля в среде выражаются как частные производные потенциала. В частности, за счет члена (1.32) в электрической поляризации среды появляется добавка $P_i = \partial F / \partial E_i^{\omega*} = \sum_{ijk} \chi_{ijk}^{(m)} E_j^\omega M_k^0$, которая соответствует недиагональным элементам тензора восприимчивости (см. §1.2). В свою очередь, выражение для магнитного

поля в среде имеет вид:

$$H_k^0 = -\frac{\partial F}{\partial M_k^0} = \sum_{ij} \chi_{ijk}^{(m)} E_i^\omega E_j^{\omega*}. \quad (1.33)$$

В изотропной среде все ненулевые элементы тензора магнитооптической восприимчивости равны друг другу. С учетом этого можно получить известное выражение для эффективного статического магнитного поля $\mathbf{H}^{\text{IFE}}$, создаваемого электрическим полем в гиротропной среде [12, 86, 139]:

$$\mathbf{H}^{\text{IFE}} = \chi^{(m)} [\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]. \quad (1.34)$$

Подставив в выражение (1.34) поле плоской волны, распространяющейся вдоль оси z с комплексными амплитудами E_x и E_y , получим следующее выражение для z -компоненты эффективного магнитного поля:

$$H_z^{\text{IFE}} = 2\chi^{(m)} |E_x| |E_y| \sin \varphi, \quad (1.35)$$

где $\varphi = \arg(E_x, E_y)$ - разность фаз между двумя компонентами поля. Таким образом, эллиптически поляризованная электромагнитная волна будет наводить статическое магнитное поле в гиротропной среде. Данный эффект называют обратным эффектом Фарадея (Inverse Faraday Effect, IFE) [130, 135]. Для левой и правой циркулярных волн $\varphi = \pm\pi/2$ и направление индуцированного магнитного поля будет меняться $H_z^{\text{IFE}} = \pm 2\chi^{(m)} E^2$ (Рис. 1.9(в)).

Короткие циркулярно поляризованные оптические импульсы, создавая в среде дополнительный вклад в эффективное магнитное поле, выводят намагниченность из состояния равновесия и вызывают ее прецессию на частоте Ω относительно направления эффективного магнитного поля. Эффективное поле обратного эффекта Фарадея существует в среде на протяжении времени, равного длительности возбуждающего импульса. Микроскопически данный эффект можно объяснить нелинейным процессом импульсного стимулированного рассеяния на магнонах (impulsive-stimulated Raman scattering, ISRS) [140]. В широком спектре короткого оптического импульса будут присутствовать компоненты поля на частотах, разность которых будет равняться частоте возбуждаемой прецессии $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ и за счет нелинейного процесса генерации разностной частоты будут эффективно возбуждаться собственные моды прецессии системы. При характерной

длительности лазерного импульса $\Delta t = 100$ фс, его спектральная ширина примерно равна $\Delta f \approx 1/\Delta t = 10$ ТГц, и описанный выше механизм позволяет возбуждать прецессию намагниченности на частотах вплоть до терагерцового диапазона.

Заметим, что обратный эффект Фарадея не связан с поглощением излучения, и поэтому этот эффект очень интересен для разработки эффективных методов записи (переключения намагниченности) без потерь на нагрев. Однако переключения намагниченности за счет обратного эффекта Фарадея пока что не наблюдалось.

1.6.3. Динамика намагниченности в плазмонных структурах

Первые успешные результаты по наблюдению переключения намагниченности при оптическом возбуждении за счет размагничивания [134] и за счет фотомагнитного эффекта [15] позволяют рассматривать такие методы в будущих схемах магнитной записи. Однако для реализации таких устройств необходима возможность локализации оптического возбуждения на масштабах меньших, чем дифракционный предел для оптического излучения.

Одним из решений данной проблемы могут стать плазмонные структуры, которые способны локализовать электромагнитное поле на малых масштабах. В частности, разрабатываются технологии локального нагрева сред за счет концентрации поля при возбуждении локальных плазмонов (heat-assisted magnetic recording, HAMR) [141, 142], а также теоретически рассматривается возможность локализации эффективного поля обратного эффекта Фарадея в плазмонных наноструктурах [17, 143].

§ 1.7. Постановка задачи

Из вышеприведенного обзора литературы следует, что магнитоплазмонные структуры и, в частности, магнитоплазмонные кристаллы на основе золота и феррит-граната являются перспективными объектами для изучения новых линейных, нелинейных и динамических эффектов.

На момент начала работы над диссертацией не было обнаружено исследований нелинейных эффектов и динамики намагниченности в подобных структурах. В связи с этим, изучение данных процессов стало основной

задачей приведенной диссертационной работы.

ГЛАВА 2

Резонансный линейный отклик одномерных магнитоплазмонных кристаллов золото/феррит-гранат

§ 2.1. Метод изготовления и характеристика структур

Изготовление гибридных магнитоплазмонных структур на основе феррит-гранатов представляет собой сложную технологическую задачу. В ряде работ, опубликованных ранее [4,60], подобные структуры изготавливались методом электронно-лучевой литографии. Однако этот метод не позволяет с высокой точностью контролировать геометрические параметры структур и может приводить к низкому качеству интерфейсов. Совместно с НПЦ НАН Беларуси по материаловедению и Московским технологическим университетом (МИРЭА) был разработан новый метод изготовления магнитоплазмонных кристаллов золото/феррит-гранат на основе комбинированного ионно-лучевого травления [144]. Технологический процесс состоял из следующих этапов:

1. Рост кристаллического феррит-граната методом жидкофазной эпитаксии на подложке из галлий гадолиниевого граната (ГГГ).
2. Планаризация поверхности эпитаксиальной пленки пучком ионов кислорода O^+ с энергией 0.3 кВ. Изображения растровой электронной микроскопии (РЭМ) поверхности граната до и после процесса планаризации показаны на Рис. 2.1(а,б), видно значительное улучшение качества поверхности [145].
3. Осаждение слоя золота на поверхность граната. Повышение адгезии металла к гранату достигалось за счет предварительного цикла его осаждения и распыления. Распыление мишени золота проводилось пучком ионов аргона Ar^+ с энергией 0.3 кВ и плотностью тока 0.25 мА/см². Качество поверхности золота исследовалось на

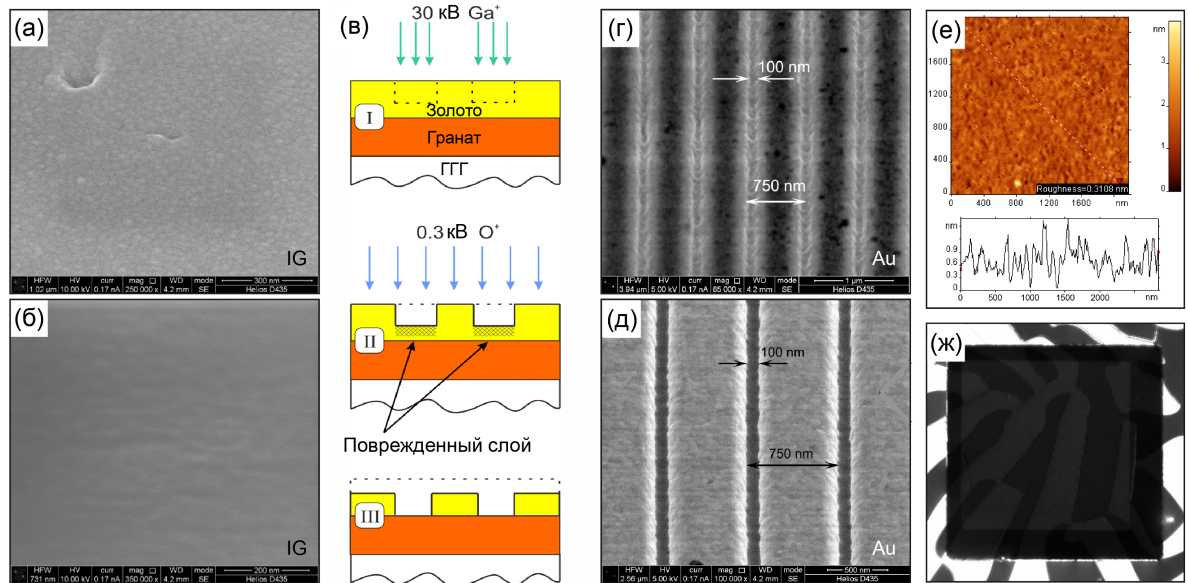


Рис. 2.1. Технология изготовления магнитоплазмонных кристаллов золото/феррит-гранат. (а,б) РЭМ изображения поверхности граната до и после планаризации пучком ионов кислорода. (в) Стадии процесса формирования золотой решетки на поверхности феррит-граната. (г, д) РЭМ изображения золотой решетки до и после утонения слоя золота низкоэнергетическим пучком ионов кислорода. (е) АСМ изображение поверхности золота после одного цикла осаждения/распыления. (ж) Изображение полученной структуры в поляризационном микроскопе, видна доменная структура пленки граната и полупрозрачный участок золотой пленки с периодической решеткой.

атомно-силовом микроскопе (АСМ). Профиль поверхности показан на Рис. 2.1(е), шероховатость поверхности не превосходит 0.3 нм.

4. Рез канавок в пленке золота с контролируемым периодом, глубиной и шириной, используя сфокусированный пучок ионов галлия Ga^+ с энергией 30 кВ. Для сохранения высокого качества интерфейса золото/феррит-гранат и его магнитных характеристик рез проводится не на всю глубину слоя золота: стадия I на Рис. 2.1(в). Типичная ширина канавок составляла 100 нм.
5. Утонение слоя золота низкоэнергетическим расфокусированным пучком ионов кислорода O^+ с энергией 0.3 кВ до момента уравнивания глубины канавок и толщины золотого слоя: стадии II-III на Рис. 2.1(в). РЭМ изображения поверхности золотой решетки до и после утонения слоя золота показаны на Рис. 2.1(г-д).

Гранат	Состав	d , мкм	Размер, мкм	p/l (нм) стр. А	p/l (нм) стр. В	p/l (нм) стр. С
1	$(\text{Tm}, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$	2	100×100	750/100	850/100	850/140
2	$(\text{Lu}, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$	2	100×200	700/100	600/100	450/100
3	$\text{Gd}_{4/3}\text{Yb}_{2/3}\text{BiFe}_5\text{O}_{12}$	380	50×200	800/100	-	-

Таблица 2.1. Параметры пленок феррит-гранатов, использованных в составе МПК, и геометрические параметры различных структур, исследованных в экспериментах.

Поперечные размеры структур были $100 \times 100 \text{ }\mu\text{m}$, $100 \times 200 \text{ }\mu\text{m}$ и $50 \times 200 \text{ }\mu\text{m}$. Периоды решетки варьировались от 450 до 850 нм, а ширина канавок от 80 до 200 нм. Толщина золота составляла ≈ 50 нм. На Рис. 2.1(ж) представлено изображение одной из полученных структур в поляризационном микроскопе. На пленке золота виден полупрозрачный квадратный участок, соответствующий области, в которой была сформирована периодическая решетка. Структура доменов в пленке феррит граната не нарушается наличием золотой пленки, что говорит о неповрежденности слоя граната процессом формирования решетки золота.

Для изготовления образцов использовались три различных пленки феррит-граната, на каждую из которых были нанесены структуры с различными геометрическими параметрами. Составы различных гранатов и величины периодов/просветов различных структур показаны в Табл. 2.1. В дальнейшем тексте структуру "С" на гранате "2" мы будем называть стр. 2С и аналогично со всеми другими образцами.

§ 2.2. Резонансные возбуждения в структурах и характерные спектры пропускания

Структура исследуемых образцов схематически изображена на Рис. 2.2. Периодическая золотая решетка находится сверху слоя феррит-граната с толщиной d , выращенного на подложке из ГГГ. В данном параграфе будет проведен дисперсионный анализ резонансных возбуждений в исследуемых структурах. Наличие двух интерфейсов металл/диэлектрик приводит к возможности возбуждения двух видов поверхностных плазмон-поляритонов: ППП золото/воздух (Au/air) и золото/феррит-гранат (Au/garnet). Пленка феррит-граната находится между отражающим слоем золота и слоем ГГГ с меньшим коэффициентом

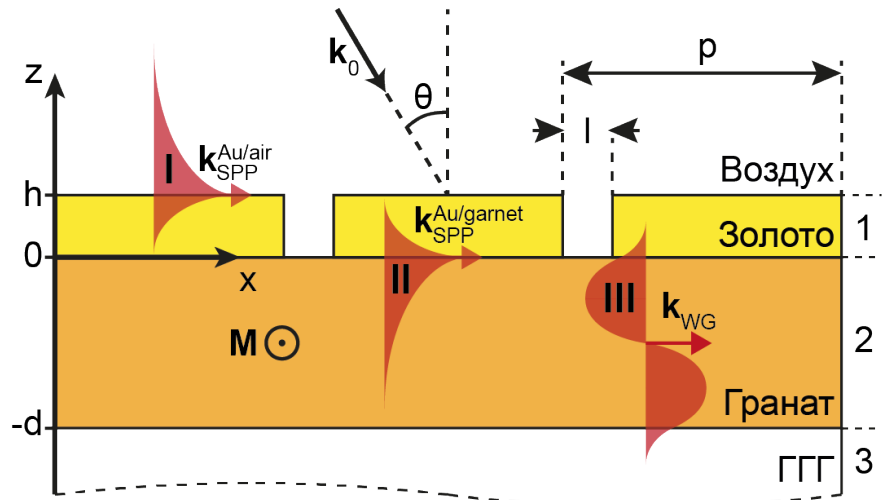


Рис. 2.2. Схема магнитоплазменных кристаллов, исследуемых в данной работе. Качественно показаны распределения компонент H_y для полей поверхностных плазмон-поляритонов на границах раздела золото/воздух (I) и золото/феррит-гранат (II), а также для ТМ волноводной моды первого порядка (III).

преломления (2.3-2.5 для ФГ и 1.95 для ГГГ), что обеспечивает существование волноводных мод в слое граната. При расчете дисперсий различных возбуждений будем предполагать структуру бесконечной по осям x и y , а диэлектрическую проницаемость слоя золота независимой от наличия узких прорезей.

Дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов в рассматриваемых структурах рассчитываются по формуле (1.6). Характерные значения диэлектрических проницаемостей золота и граната из литературы [19, 20] представлены на Рис. 2.3(а,б). Видно, что действительная часть диэлектрической проницаемости золота отрицательна, а модуль ее больше вещественной части диэлектрической проницаемости граната, что удовлетворяет условиям возбуждения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела золото/феррит-гранат. То же самое верно и для интерфейса золото/воздух (диэлектрическая проницаемость воздуха считаем равной единице). Диапазон длин волн, в котором будут проводиться дальнейшие исследования, соответствует приблизительно 600 - 1500 нм или 0.8-2 эВ. Заметим, что заметное поглощение в гранате возникает лишь при длинах волн меньше 600 нм (Рис. 2.3(б)) и в рассматриваемом спектральном диапазоне им можно пренебречь. На Рис. 2.3(в) показаны дисперсионные зависимости ППП на границах раздела золото/воздух (синие кривые) и золото/феррит-гранат (красные кривые), рассчитанные по точной форму-

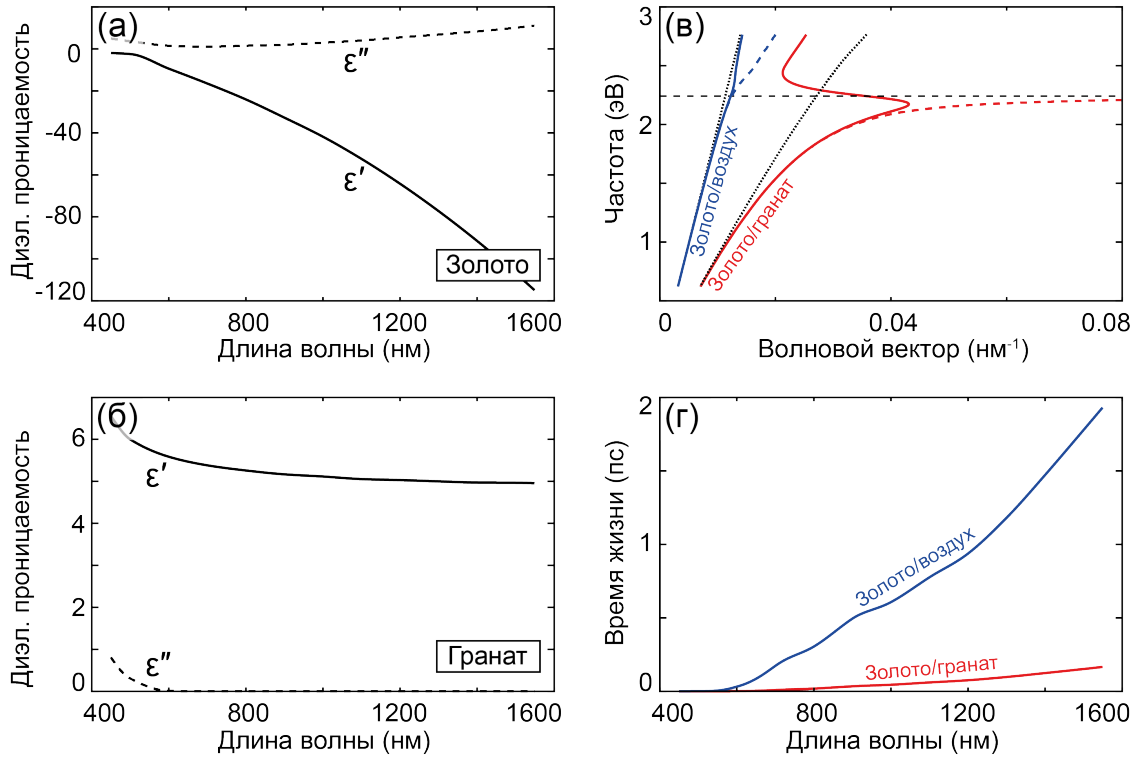


Рис. 2.3. (а,б) Дисперсии вещественных (сплошные кривые) и мнимых (штриховые кривые) частей диэлектрических проницаемостей золота и граната. (в) Дисперсионные зависимости поверхностных плазмон-поляритонов на границах раздела золото/феррит-гранат (красные кривые) и золото/воздух (синие кривые). Сплошные кривые рассчитаны по точной формуле (1.6), штриховые - по приближенной формуле (1.7). Черные пунктирные кривые соответствуют дисперсии света в объеме соответствующего диэлектрика. (г) Времена жизни ППП на интерфейсе золото/воздух (синяя кривая) и золото/феррит-гранат (красная кривая).

ле (1.6) и по приближенному выражению (1.7). Точные решения показаны сплошными кривыми, а приближенные решения - штриховыми. Черные пунктирные линии соответствуют дисперсии света в объеме соответствующего диэлектрика. На частоте локального плазмона модули вещественных частей диэлектрических проницаемостей двух сред сравниваются и знаменатель выражения (1.7) зануляется, что приводит к вырождению дисперсионной зависимости. Учет мнимой части диэлектрической проницаемости в точном решении (1.6) ликвидирует сингулярность. На Рис. 2.3(в) видно, что в рассматриваемом диапазоне частот выражение (1.7) является хорошей аппроксимацией. На Рис. 2.3(г) показаны зависимости времени жизни двух ППП от длины волны света вакууме, рассчитанные по формуле (1.8). Видно, что время жизни плазмона на границе раздела золото/феррит-гранат значительно меньше (примерно на порядок), чем время жизни ППП

золото/воздух. Это связано с большим различием в величине диэлектрических проницаемостей воздуха и граната.

Волноводные моды представляют собой оптические возбуждения, распространяющийся по волноводу за счет полного внутреннего отражения. Дисперсию данных возбуждений легко получить аналогично дисперсии ППП, воспользовавшись уравнением Гельмгольца (1.4) и условием непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей. В отличие от поверхностных плазмонов, волноводные моды могут быть как поперечно-магнитными, так и поперечно-электрическими модами. В общем виде электромагнитное поле таких мод в среде "n" (см. Рис. 2.2) записывается следующим образом:

$$\text{TE : } \mathbf{E}_n = \begin{pmatrix} 0 \\ E_{yn}(z) \\ 0 \end{pmatrix} e^{-i(\omega t - k_{WG}x)}, \quad \mathbf{H}_n = \begin{pmatrix} \frac{i}{\omega \varepsilon_n} \frac{dE_{yn}(z)}{dx} \\ 0 \\ \frac{k_{WG}}{\omega \varepsilon_n} E_{yn}(z) \end{pmatrix} e^{-i(\omega t - k_{WG}x)}, \quad (2.1)$$

$$\text{TM : } \mathbf{E}_n = \begin{pmatrix} \frac{i}{\omega} \frac{dH_{yn}(z)}{dx} \\ 0 \\ \frac{k_{WG}}{\omega} H_{yn}(z) \end{pmatrix} e^{-i(\omega t - k_{WG}x)}, \quad \mathbf{H}_n = \begin{pmatrix} 0 \\ H_{yn}(z) \\ 0 \end{pmatrix} e^{-i(\omega t - k_{WG}x)}, \quad (2.2)$$

где $E_{yn}(x)$ и $H_{yn}(x)$ - поперечные компоненты электрического и магнитного полей в среде "n", ε_n - диэлектрическая проницаемость соответствующей среды, а k_{WG} - волновой вектор волноводной моды (в направлении оси x).

Рассмотрим подробно случай ТМ волн. В слое волновода поле мод описывается гармоническими функциями, а в соседних средах - экспоненциально затухающими:

$$z > 0 : \quad H_{y1}(z) = A_1 e^{-k_{z1}z}, \quad k_{z1}^2 = k_{WG}^2 - \varepsilon_1 k_0^2, \quad (2.3)$$

$$-d < z < 0 : \quad H_{y2}(z) = A_2 \cos(k_{z2}z + \phi), \quad k_{z2}^2 = \varepsilon_2 k_0^2 - k_{WG}^2, \quad (2.4)$$

$$z < -d : \quad H_{y3}(z) = A_3 e^{k_{z3}z}, \quad k_{z3}^2 = k_{WG}^2 - \varepsilon_3 k_0^2, \quad (2.5)$$

где A_n - константы, а k_{zn} - z -проекции волновых векторов в соответствующих средах. Выражения для k_{zn} следуют из уравнения Гельмгольца (1.4). Граничные условиям на обоих интерфейсах позволяют записать уравнение для дисперсии волноводных мод в случае ТМ волны и при помощи

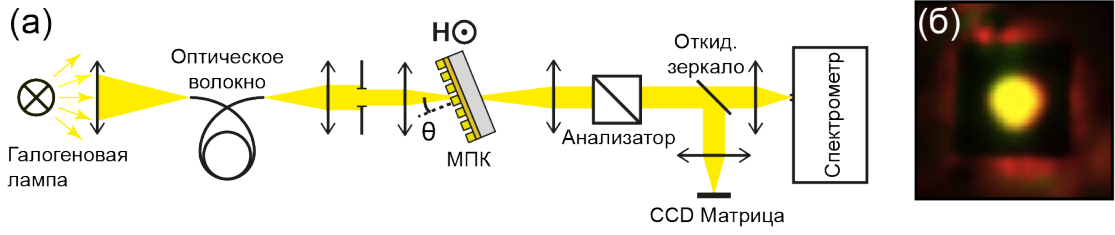


Рис. 2.4. (а) Установка для измерения спектров пропускания и экваториального интенсивностного магнитооптического эффекта. (б) Изображение с CCD матрицы. Оптическое излучение фокусируется на структуру с размерами 100×100 мкм.

аналогичных выкладок в случае ТЕ волны:

$$\text{ТМ :} \quad 2k_{z2}d = l\pi + \text{ctg} \left(\frac{\varepsilon_2 k_{z1}}{\varepsilon_1 k_{z2}} \right) + \text{ctg} \left(\frac{\varepsilon_2 k_{z3}}{\varepsilon_3 k_{z2}} \right), \quad (2.6)$$

$$\text{ТЕ :} \quad 2k_{z2}d = l\pi + \text{ctg} \left(\frac{k_{z1}}{k_{z2}} \right) + \text{ctg} \left(\frac{k_{z3}}{k_{z2}} \right), \quad (2.7)$$

где l - целое положительное число, обозначающее порядок моды (количество узлов распределения поля). На Рис. 2.2 схематически показано распределение $H_y(z)$ ТМ₁ моды в слое граната.

Для измерения спектров пропускания, а также спектров магнитооптических эффектов была собрана установка, схематически представленная на Рис. 2.4а. Свет от галогеновой лампы пространственно фильтровался при помощи оптического волокна. Полученное излучение фокусировалось в область с размерами меньше 50 мкм. Пропущенное структурой излучение проходило через анализатор и фокусировалось в спектрометр, подключенный к компьютеру. Для контроля расположения засвеченной области использовалась CCD (Charge Couple Device) матрица. Характерное изображение образца и засвеченной области, регистрируемое CCD матрицей, представлено на Рис. 2.4б. Образец находился на угловой подвижке, контролируемой с компьютера. Экваториальное постоянное магнитное поле в 3 кГс прикладывалось постоянными неодимовыми магнитами и меняло полярность по команде с компьютера. Спектр пропускания структур золото/феррит-гранат нормировался на спектр пропускания пленок граната, не покрытых золотом. Угол раствора падающего пучка был не более 0.5 град.

Характерные спектры пропускания структур 1А-1С и 2А-1С для р-поляризованного света (вектор электрического поля лежит в плоскости па-

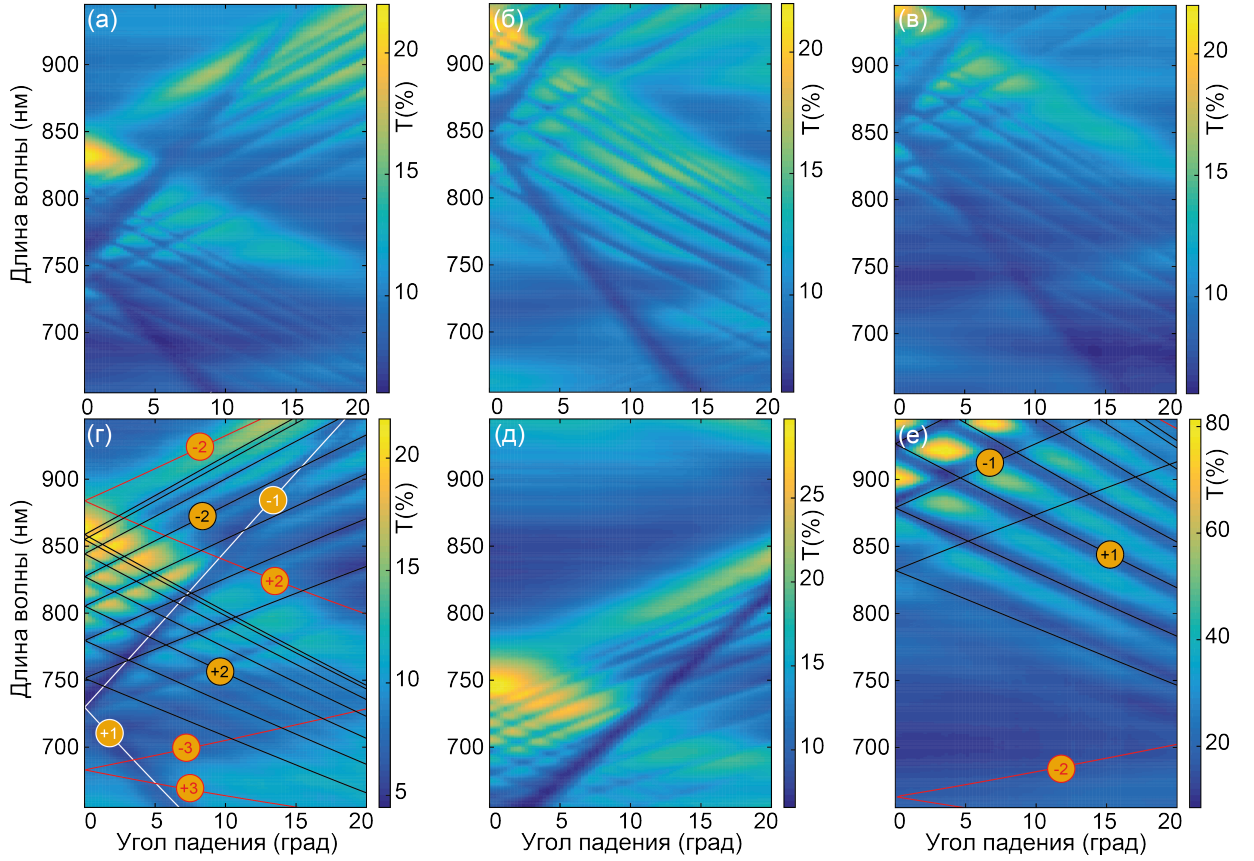


Рис. 2.5. Частотно-волновые спектры пропускания структур 1А-1С (а-в) и 2А-2С (г-е). Сплошные кривые соответствуют областям возбуждения ППП золото/воздух (белые), ППП золото/феррит-гранат (красные) и ТМ волноводных мод в гранате (черные), рассчитанным по формуле (2.8) со значениями m , отмеченными числами в кружках.

дения) представлены на Рис. 2.5 в зависимости от угла падения на структуру и длины волны излучения. Видно, что изменение периода соответствующим образом смещает все особенности по видимому спектру. Для установления соответствия между наблюдаемыми резонансными особенностями и определенными возбуждениями в магнитоплазмонных структурах, были проведены аналитические расчеты углов и длин волн, при которых должно происходить возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов на двух границах раздела и волноводных мод в слое феррит-граната. При расчетах использовалось условие квазисинхронизма

$$k_{mode} = k \sin \theta + m \frac{2\pi}{p} \quad (2.8)$$

и законы дисперсии для поверхностных плазмонов (1.7) и волноводных мод (2.7). Для получения точной аппроксимации варьировался период структур в пределе 20 нм от заявленного значения, толщина слоя грана-

та, а также его диэлектрическая проницаемость в пределах допустимых значений [20]. Результаты аналитических расчетов показаны для структур 2А и 2С. Белые кривые показывают области возбуждения ППП золото/воздух, красные кривые - ППП золото/феррит-гранат, черные кривые - ТМ волноводные моды в слое граната. Порядки возбуждений (величина m) обозначены цифрами на кривых. Заметим, что значение диэлектрической проницаемости гранатов 1 и 2 различны. На спектрах пропускания структур 1А и 2А с близкими периодами видно, что особенности возбуждения поверхностных плазмонов золото/феррит-гранат находятся в разных спектральных областях. В то же время, относительное положение волноводных мод и ППП золото/феррит-гранат также сильно меняется для двух гранатов. Это говорит о том, что диэлектрическая проницаемость приповерхностного слоя граната и эффективная диэлектрическая проницаемость всего слоя различны. Данный факт связан с методом изготовления пленок. При эпитаксиальном росте свойства пленок меняются на разных толщинах. Как правило, стабильный рост наблюдается при толщинах более 10 мкм, поэтому в нашем случае пленка является неоднородной по глубине. При аналитических расчетах эффективные величины диэлектрической проницаемости в приповерхностном слое и в объеме граната были различными параметрами.

Из спектров пропускания также видно, что от величины параметра l/p зависит эффективность возбуждения волноводных мод. Чем больше относительная величина просвета, тем четче видны особенности в спектрах пропускания, связанные с волноводными модами. Это хорошо видно по спектрам структур 1В и 1С с одинаковыми периодами, но разными просветами. Наиболее эффективно волноводные моды возбуждаются в структуре 2С с самым большим значением l/p .

§ 2.3. Линейные магнитооптические эффекты в магнитоплазмонных структурах

Магнитооптические эффекты в исследуемых структурах возникают за счет магнитной активности феррит-граната. Рассмотрим отдельно пленку №2. На Рис. 2.6(а) показан спектр пропускания магнитной пленки и магнитный контраст интенсивностного эффекта Керра при отражении р-

и s-поляризованного света от поверхности граната под углом 45 градусов. Для измерений использовалась установка, описанная на Рис. 2.4, но в геометрии на отражение. Как и отмечалось ранее, для феррит-гранатов характерно высокое поглощение (малое пропускание) при длинах волн меньше 600 нм. В соответствии с этим экваториальный магнитооптический эффект Керра значительно возрастает в области поглощения, а четкий пик на длине волны 460 нм (2.2 эВ) характерен для висмут-замещенных феррит-гранатов [146, 147]. Заметим, что для s-поляризации эффект отсутствует, так как в этом случае намагниченность параллельна вектору электрического поля. В области прозрачности феррит-граната наблюдаются модуляции пропускания и магнитооптического контраста, что связано с интерференцией в тонкой пленке (толщина 2 мкм) и интенсивностным эффектом, возникающем из-за несимметрии двух интерфейсов магнитной пленки (см. §1.2.3). При помощи лазерного диода с длиной волны 460 нм был измерен гистерезис экваториального интенсивностного эффекта Керра (Рис. 2.6(б)) при угле падения излучения 45 градусов. Для измерений использовался электромагнит с управляемым источником питания. Видно, что пленка имеет практически нулевую коэрцитивность. По всей видимости, легкая ось намагниченности пленки направлена перпендикулярно поверхности. Поле насыщения пленки в плоскости равно приблизительно 1 кГс, что заметно меньше, чем постоянное магнитное поле, прикладываемое в экспериментах с постоянными магнитами.

Используя установку, схематически изображенную на Рис. 2.4, проводились измерения спектра магнитного контраста для интенсивностного экваториального эффекта в геометрии на пропускание при различных углах падения. Измерения проводились в диапазоне углов от 0 до 40 градусов и диапазоне длин волн от 660 до 940 нм. На Рис. 2.7 представлены характерные частотно-угловые спектры пропускания и магнитного контраста для структур на гранате №2 с периодами 700 нм и 450 нм. Для структуры с периодом 450 нм также показаны спектры пропускания и магнитного контраста в случае s-поляризованного излучения. Как и на Рис. 2.5 белые сплошные линии отмечают аналитически рассчитанное положение особенностей, связанных с возбуждением ППП золото/воздух, красные - золото/феррит-гранат и черные - волноводных мод. В окрестностях возбуждения ППП на магнитном интерфейсе и волноводных мод в

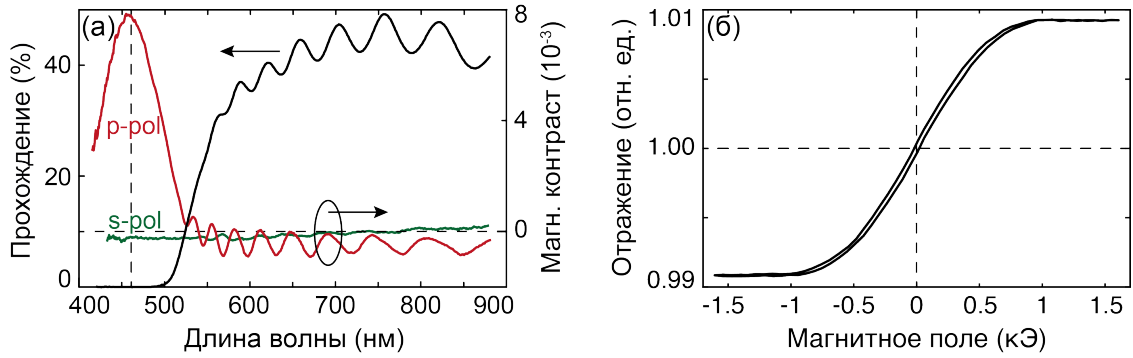


Рис. 2.6. (а) Спектр пропускания пленки граната №2 для р-поляризованного излучения при нормальном падении. Спектры магнитного контраста интенсивностного эффекта Керра при отражении излучения от пленки граната №2 под углом 45 градусов для р-поляризации (красная кривая) и s-поляризации (зеленая кривая). Магнитное поле приложено в экваториальной геометрии. (б) Гистерезис экваториального интенсивностного эффекта Керра при отражении излучения лазерного диода с длиной волны 460 нм от пленки граната №2. Угол падения равен 45 градусам.

слое феррит-граната наблюдается усиление магнитного контраста. Причем знак эффекта зависит от направления распространения соответствующего возбуждения. В случае s-поляризованного излучения в спектре пропускания видны четкие особенности, связанные с возбуждением ТЕ волноводных мод, однако усиление магнитооптического контраста не наблюдается. Отметим также, что магнитный контраст зануляется при нормальном падении, а также в областях, где перекрываются области возбуждения ППП золото/феррит-гранат различных порядков. Это видно на Рис. 2.7г, где в пересечении порядков +2 и -3 контраст близок к нулю. Такое поведение объясняется тем фактом, что пересечение двух порядков возбуждения соответствует одновременному возбуждению двух ППП, распространяющихся в разных направлениях. Это приводит к формированию стоячей волны на интерфейсе с нулевой групповой скоростью, а так как магнитный контраст в нашем случае возникает за счет смещения дисперсионной зависимости $k_{\text{SPP}}(\omega)$, то для стоячей волны смещения не наблюдается и эффект равен нулю.

Усиление магнитооптического эффекта ярко демонстрируется на Рис. 2.8, где показаны сечения двумерных спектров для структуры с периодом 450 нм при угле падения 30 градусов. Максимальные значения магнитного контраста для ППП золото/феррит-гранат достигали 7×10^{-3} и

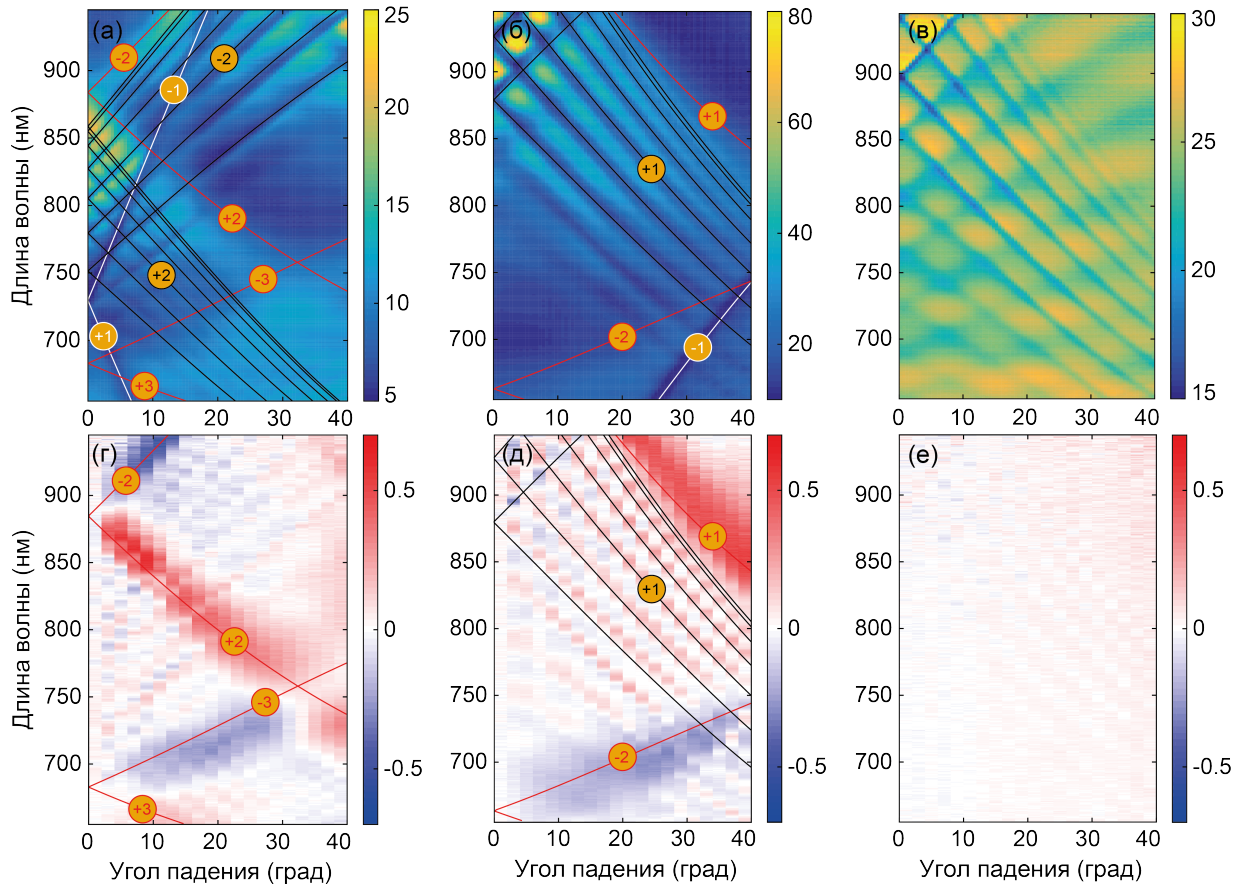


Рис. 2.7. Частотно-угловые спектры пропускания структур 2А (а) и 2С (б) для р-поляризованного излучения и структуры 2С (в) для s-поляризованного излучения. (г-е) Соответствующие частотно-угловые спектры магнитного контраста для экваториального интенсивностного магнитооптического эффекта в геометрии на пропускание. Сплошные кривые соответствуют областям возбуждения ППП золото/воздух (белые), ППП золото/феррит-гранат (красные) и волноводных мод в гранате (черные), рассчитанным по формуле (2.8) со значениями m , отмеченными числами в кружках.

для ТМ волноводных мод - 3×10^{-3} .

§ 2.4. Выводы по Главе 2

1. Для измерения линейного отклика была изготовлена серия МПК золото/феррит-гранат с периодами решетки от 450 до 850 нм и просветами от 80 до 140 нм.
2. Показано, что спектральное положение и относительная эффективность возбуждения ППП и волноводных мод в МПК золото/феррит-гранат зависят от геометрических параметров структур.

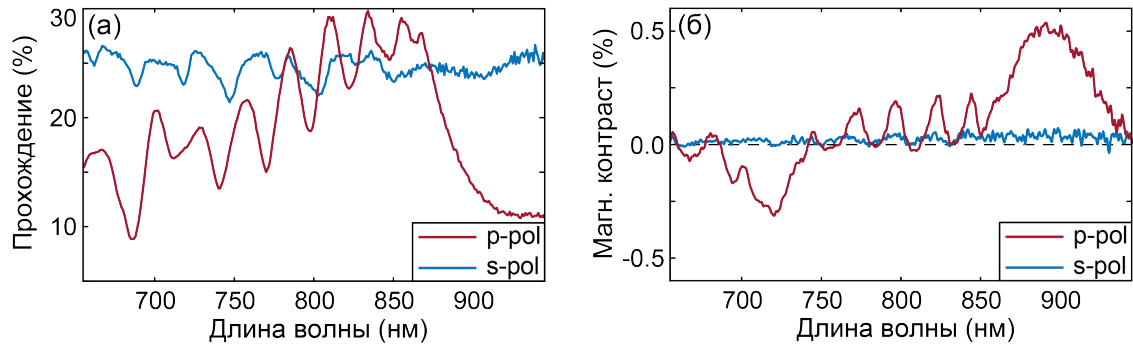


Рис. 2.8. Спектры пропускания и магнитного контраста для структуры на подложке №2 с периодом 450 нм для р- и s-поляризованного излучения при угле падения 30 градусов.

3. При возбуждении ППП и волноводных мод в МПК с периодом решетки 450 нм и просветом 100 нм наблюдается усиление интенсивностного магнитооптического эффекта в пропускании, достигающего 7×10^{-3} и 3×10^{-3} , соответственно.

ГЛАВА 3

Резонансный нелинейный отклик магнитоплазмонных кристаллов золото/феррит-гранат

§ 3.1. Частотно-угловая спектроскопия генерации второй гармоники в магнитоплазмонных структурах золото/феррит-гранат

Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела центросимметричных сред приводит к усилению генерации второй оптической гармоники (ВГ) за счет поверхностных компонент тензора нелинейной восприимчивости второго порядка. В ряде работ отмечалось, что феррит-гранаты не обладают центром инверсии, что говорит о возможности объемного вклада в ВГ в этих материалах [148, 149]. Однако если мы будем рассматривать диапазон длин волн излучения накачки 700-900 нм, то соответствующие длины волн второй гармоники будут лежать в диапазоне 350-450 нм, который полностью находится в области сильного поглощения граната. Таким образом, эффективно генерация второй гармоники будет происходить в тонком приповерхностном слое и определяться в большей степени поверхностным вкладом. Генерация второй гармоники в исследуемых структурах магнитоплазмонных кристаллов будет происходить на границах раздела золото/воздух и золото/феррит-гранат.

Для исследования нелинейного отклика МПК золото/феррит-гранат была собрана установка, представленная на Рис. 3.1. В качестве источника излучения использовался перестраиваемый титан-сапфировый лазер (Ti:Sa) с частотой повторения 80 МГц и длительностью импульсов 100 фс. Диапазон перестройки составлял 745-855 нм, спектральная ширина импульсов была около 5 нм. Длина волны излучения контролировалась спектрометром, а изменения интенсивности отслеживались за счет регистрации сигнала ВГ от пластины кварца. Сигнал ВГ регистрировался фотоэлектронными умножителями (ФЭУ). Излучение лазера с мощностью 50-100 мВт проходило через поляризатор и фильтр RG695, отсекавший длины

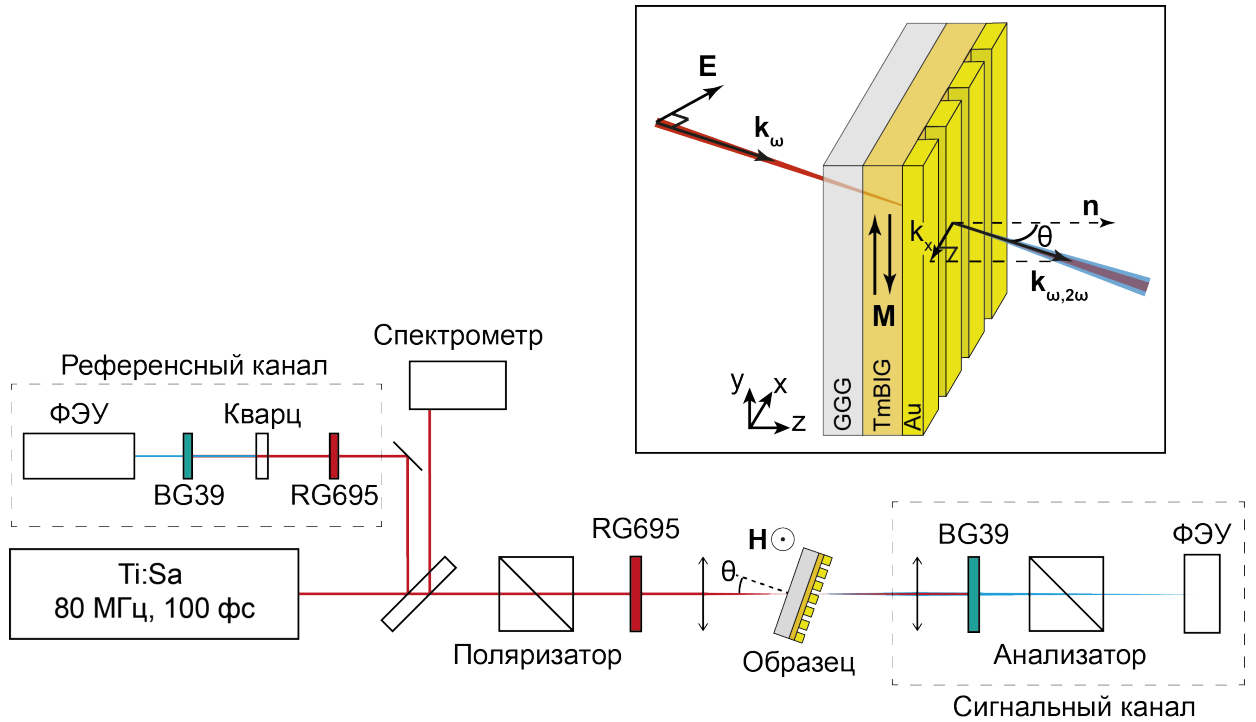


Рис. 3.1. Установка для измерения частотно-угловых спектров интенсивности второй гармоники и нелинейного магнитооптического контраста в экваториальном магнитном поле.

волн второй гармоники, и фокусировалось на образец линзой с фокусным расстоянием 5 см. Образец находился на угловой подвижке с шаговым двигателем, подключенным к компьютеру. После прохождения через образец излучение накачки отсекалось фильтрами BG39 и CC15 и направлялось на ФЭУ через анализатор. Отметим, что набор и количество фильтров в референсном канале было таким же.

Феррит-гранаты обладают сильным поглощением для излучения с длинами волн, соответствующими ВГ (370-425 нм), поэтому для регистрации сигнала с интерфейсов золото/феррит-гранат и золото/воздух необходимо направлять излучение накачки со стороны подложки из галлий-гадолиниевого граната, что схематически изображено на вставке Рис. 3.1. Для исследования нелинейного отклика были выбраны структуры 1А и 1С на пленках висмут-тулиевого феррит-граната с кристаллографической ориентацией поверхности (210). Учитывая объемцентрированность решетки феррит-граната, поверхность (210) будет иметь лишь одну плоскость симметрии - xz [149, 150]. Таким образом, в тензоре нелинейной восприимчивости нулевыми будут компоненты с нечетным количеством индексов y . На Рис. 3.2а,б представлены зависимости интенсивности сигнала вто-

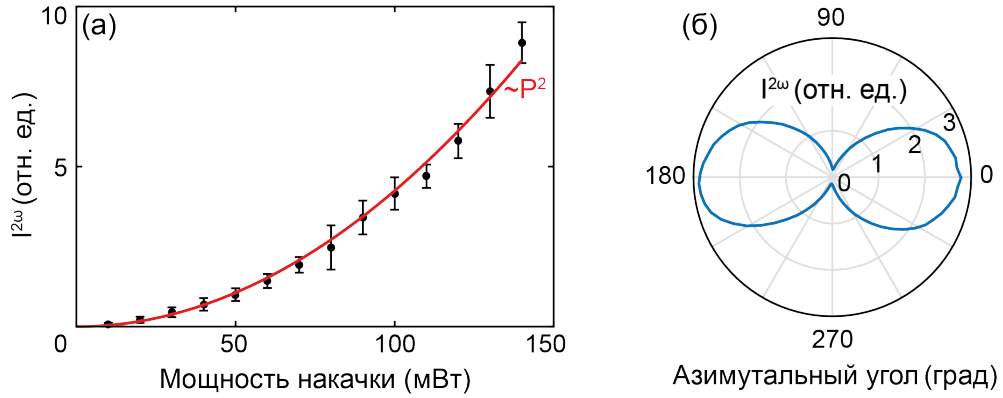


Рис. 3.2. Зависимость интенсивности второй гармоники от мощности излучения накачки (а) и от азимутального угла поворота пленки граната (б). Длина волны накачки 850 нм, угол падения близок к нулю, комбинация поляризаций $p(\omega) - p(2\omega)$. Красная кривая - аппроксимация квадратичной зависимостью.

рой гармоники от пленки граната без золотых полосок в зависимости от мощности накачки и от азимутального угла поворота образца. Длина волны накачки равна 850 нм, угол падения близок к нулю (при угле падения в точности равном нулю происходит сбой генерации фемтосекундных импульсов в титан-сапфировом лазере за счет наличия обратного отражения), и комбинация поляризаций излучения накачки и сигнала - $p(\omega) - p(2\omega)$. Зависимость интенсивности ВГ хорошо аппроксимируется квадратичной функцией $I^{2\omega} = aP^2$, где P - мощность накачки и a - параметр аппроксимации. Зависимость интенсивности ВГ от азимутального угла демонстрирует анизотропию отклика ВГ и соответствует симметрии поверхности (210). Нулевое значение угла поворота соответствует ориентации пленки граната, при которой полоски золота перпендикулярны плоскости падения.

На Рис. 3.3а,б представлены спектры пропускания структур 1А и 1С (см. Табл. 2.1) в диапазоне длин волн от 745 до 855 нм и углов падения от 1.5 до 20 градусов. Линиями отмечены особенности, соответствующие возбуждению различных резонансных мод. Результаты частотно-угловой спектроскопии ГВГ в выделенном диапазоне длин волн и углов для структур 1А и 1С представлены на Рис 3.3в,г. Конфигурация поляризаций для накачки и сигнала второй гармоники была $p(\omega) - p(2\omega)$. Видно, что возбуждение ППП на границе раздела золото/воздух приводит к усилению ГВГ (белые прямые). Поверхность золота изотропна, поэтому ненулевые компоненты нелинейной восприимчивости второго порядка на интерфейсе золото/воздух имеют только нечетное количество индексов

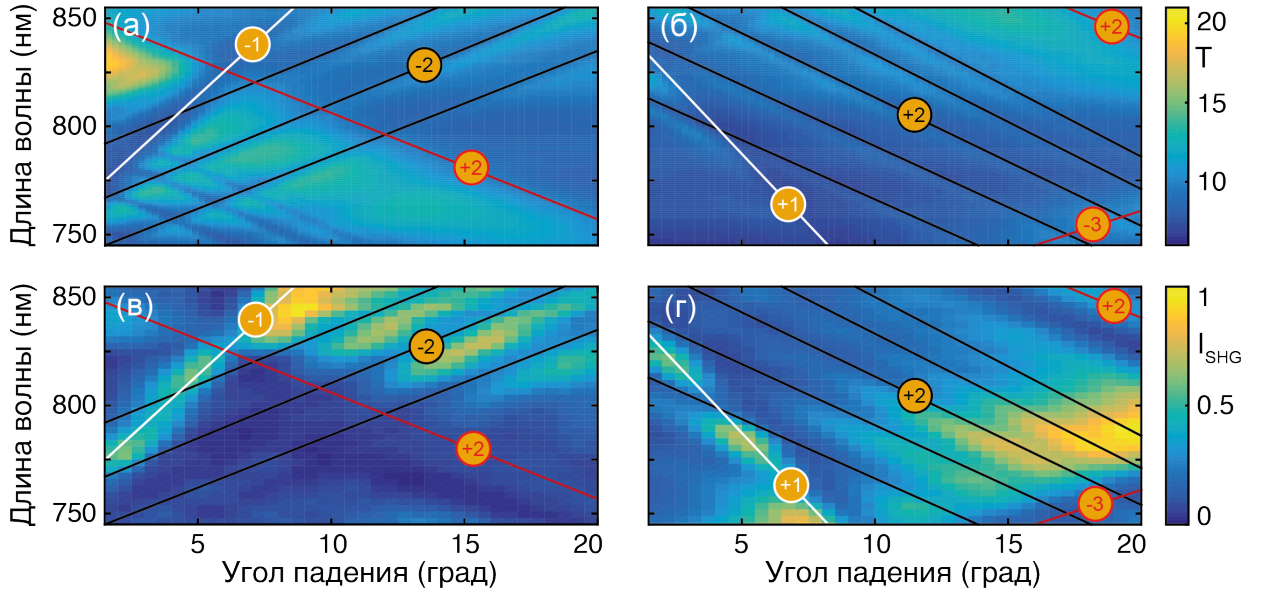


Рис. 3.3. Частотно угловые спектры пропускания (а,б) и ГВГ (в,г) для структур 1А и 1С, соответственно. Прямые проведены для наглядности и указывают на области возбуждения резонансных мод. Черный цвет соответствует ТМ волноводным модам, красный - ППП золото/феррит-гранат, белый - ППП золото/воздух

z : $\chi_{zzz}^{(2)}, \chi_{zxx}^{(2)} = \chi_{zyy}^{(2)}, \chi_{xxz}^{(2)} = \chi_{yyz}^{(2)} = \chi_{xzx}^{(2)} = \chi_{yzy}^{(2)}$ [8]. Это значит, что при нормальном падении в $p(\omega) - p(2\omega)$ конфигурации сигнала второй гармоники от поверхности золота наблюдаться не должно. Однако при возбуждении ППП на интерфейсе возникает усиленная компонента поля E_z , которая и приводит к увеличению сигнала ВГ, наблюдаемого в эксперименте даже при малых углах падения. С другой стороны, возбуждение волноводных мод характеризуется минимумами в спектрах интенсивности ВГ (черные прямые). Данные резонансные моды локализованы в объеме граната, поэтому их возбуждение приводит к уменьшению значений полей на интерфейсах и сигнал ВГ уменьшается. Наконец, возбуждение ППП золото/феррит-гранат приводит к широким особенностям в частотно угловых спектрах ГВГ (красные прямые) с минимумами и максимумами. Структура особенностей становится сложнее, чем в линейном отклике, так как в данном случае наблюдаются нелинейные резонансы Фано. Если поле прошедшего излучения пропорционально сумме резонансного и нерезонансного вкладов, то поле ВГ пропорционально квадрату такой суммы. С учетом фазовых модуляций в резонансно прошедшем излучении и его интерференции с нерезонансно прошедшим излучением, нелинейные резонансы Фано могут приводить к возникновению более сложных особенностей,

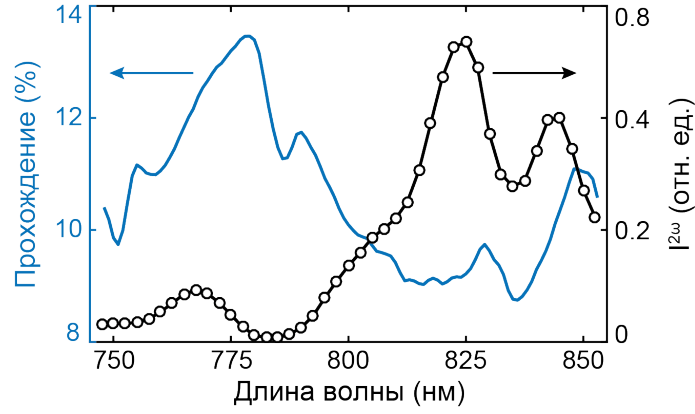


Рис. 3.4. Сечение частотно-угловых спектров пропускания и интенсивности второй гармоники для структуры 1А и угла падения 10 градусов.

чем в случае линейных резонансов Фано.

Сечение двумерных спектров пропускания и интенсивности второй гармоники для структуры 1А и угла падения излучения 10 градусов представлены на Рис. 3.4. Широкий максимум и минимум в спектре пропускания соответствуют двойному максимуму в спектре интенсивности второй гармоники. Узкие модуляции в спектре ГВГ при больших длинах волн соответствуют возбуждению волноводных мод.

§ 3.2. Нелинейный магнитооптический эффект в магнитоплазмонных структурах золото/феррит-гранат

Феррит-гранат является магнитным материалом, поэтому симметрия его поверхности меняется при приложении внешнего магнитного поля, и в тензоре нелинейной восприимчивости поверхности присутствуют как немагнитные, так и магнитоиндуцированные компоненты $\hat{\chi}_{\text{crys}}^{(2)}$ и $\hat{\chi}_{\text{magn}}^{(2)}$, дающие соответствующие вклады в ГВГ:

$$I^{2\omega}(\pm \mathbf{M}) \propto \left| \left(\hat{\chi}_{\text{crys}}^{(2)} : \mathbf{E}^{\omega} \mathbf{E}^{\omega} \pm \hat{\chi}_{\text{magn}}^{(2)}(\pm \mathbf{M}) : \mathbf{E}^{\omega} \mathbf{E}^{\omega} \right)^2 \right| \quad (3.1)$$

$$= \left| \left(P_{\text{crys}}^{2\omega} \pm P_{\text{magn}}^{2\omega} e^{i\Delta\Phi} \right)^2 \right|,$$

где $P_{\text{crys}}^{2\omega}$ и $P_{\text{magn}}^{2\omega}$ - кристаллографический и магнитный вклады в поляризацию среды на частоте второй гармоники, а $\Delta\Phi$ - разность фаз между этими вкладами. Заметим, что здесь и далее мы учитываем только линейные, а следовательно, нечетные по магнитному полю вклады в ГВГ.

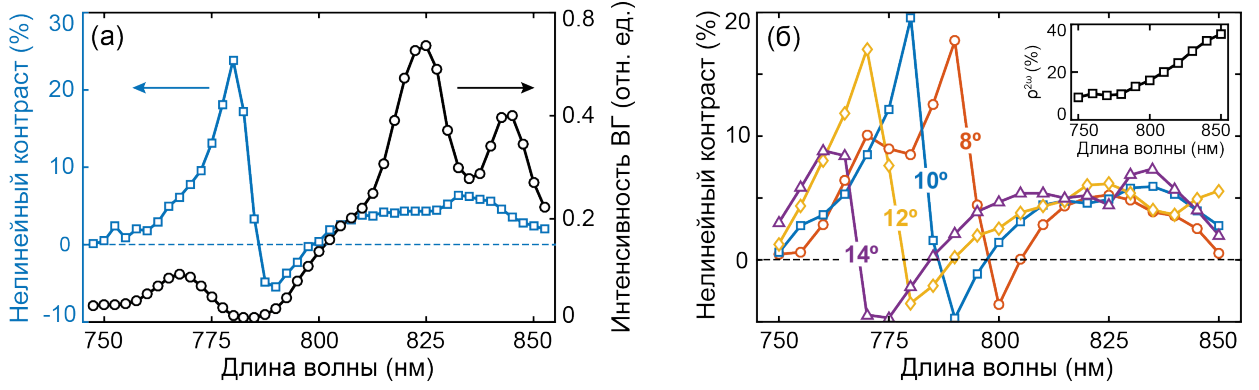


Рис. 3.5. (а) Зависимость интенсивности ВГ и нелинейного контраста от длины волны накачки для структуры 1А и угла падения 10 градусов. (б) Спектры нелинейного контраста для структуры 1А и углов падения 8 (оранжевая кружки), 10 (синие квадраты), 12 (желтые ромбы) и 14 (фиолетовые треугольники) градусов. На вставке показан спектр нелинейного контраста пленки граната при угле падения накачки 10 градусов.

Возбуждение ППП на границе раздела золото/феррит-гранат должно приводить к локализации поля на магнитном интерфейсе и изменению соотношения магнитного и немагнитного вкладов в ГВГ. Такие изменения характеризуются нелинейным магнитным контрастом:

$$\rho_m^{2\omega} = \frac{I^{2\omega}(+M) - I^{2\omega}(-M)}{I^{2\omega}(+M) + I^{2\omega}(-M)} \propto P_{\text{magn}}^{2\omega} P_{\text{crys}}^{2\omega} \cos(\Delta\Phi). \quad (3.2)$$

Для измерения нелинейных магнитооптических эффектов образец магнитоплазмонного кристалла помещался в экваториальное поле постоянного магнита величиной около 3 кГс с возможностью поворота полюсов и изменения направления намагниченности (Рис. 3.1).

Меняя несколько раз (до 30) ориентацию постоянного магнита для каждой длины волны и усредняя полученные значения, был измерен спектр нелинейного магнитного контраста (3.2) для структуры 1А и угла падения излучения накачки 10 градусов. Результаты измерений нелинейного контраста представлены на Рис. 3.5а вместе со спектром интенсивности ВГ, измеренным без приложения магнитного поля. Спектр контраста имеет форму переколебания с максимальным значением 25% на длине волны накачки 780 нм и минимальным значением -5% на длине волны накачки 790 нм. Чтобы убедиться в связи модуляции нелинейного контраста с возбуждением поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела золото/феррит-гранат, были измерены спектры нелинейного контраста для различных углов падения от 8 до 14 градусов. Результаты представлены

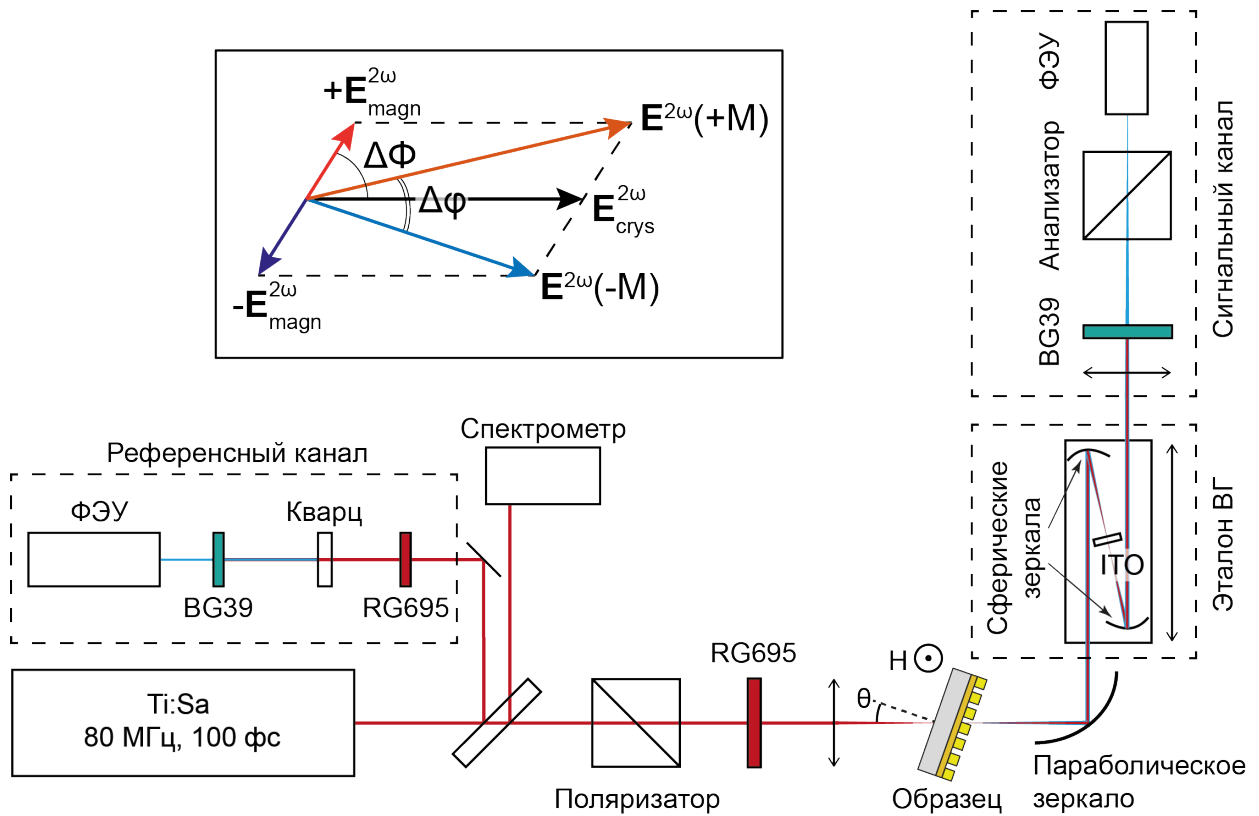


Рис. 3.6. Установка для измерения фазы поля второй гармоники. Эталонный источник ВГ расположен после образца и находится на трансляционном столике, управляемым с компьютера. ИТО - оксид индия олова (Indium Tin Oxide). На вставке схематически изображены магнитные и немагнитные вклады в поле второй гармоники.

на Рис. 3.5б. Видно, что с увеличением угла падения, резонансная особенность смещается в сторону коротких волн, в соответствии с изменением резонансной длины волны для возбуждения ППП (см. Рис. 3.3в). На вставке показан спектр нелинейного контраста для пленки феррит-граната без золотой решетки. Зависимость нелинейного контраста монотонна и знакопостоянна.

Согласно уравнению (1.28) величина нелинейного контраста зависит не только от относительных величин магнитных и немагнитных вкладов в нелинейную поляризацию, но и от фазы между этими двумя компонентами. Для определения фазы соответствующих компонент была собрана установка для проведения интерферометрии сигнала второй гармоники. Установка схематически изображена на Рис. 3.6. излучение накачки, прошедшее через образец и частично преобразованное в излучение на частоте второй гармоники, коллимировалось параболическим зеркалом. Затем излучения на двух различных частотах направлялись в модуль с эталонным

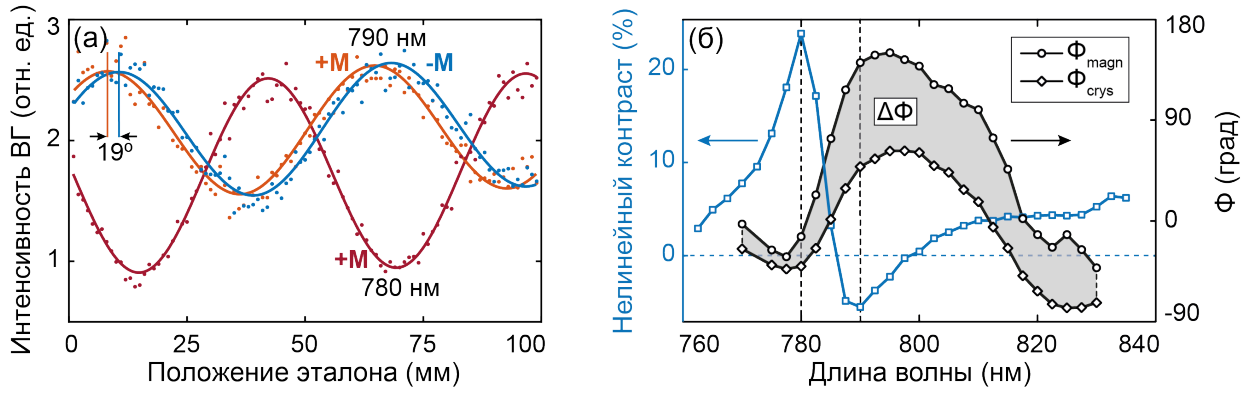


Рис. 3.7. (а) Зависимости интенсивности ВГ от положения эталонного источника ВГ для длин волн накачки 780 (красные точки) и 790 нм (оранжевые и синие точки) при противоположных направлениях намагниченности. Сплошные кривые соответствуют аппроксимации синусом с постоянной добавкой. (б) Спектры нелинейного контраста (синий) и фаз магнитной и немагнитной составляющих поля ВГ. Закрашенная область символизирует разность фаз между двумя компонентами. Накачка падает на структуру 1А под углом 10 градусов, комбинация поляризаций $p(\omega) - p(2\omega)$.

источником ВГ, находившийся на трансляционном столике. Два сферических зеркала осуществляли фокусировку и коллимацию излучений накачки и второй гармоники, а процесс ГВГ происходил в тонкой пленке оксида индия-олова (Indium Tin Oxide, ITO), нанесенной на поверхность стекла. Поле ВГ в такой схеме складывается из излучения, источником которого служит исследуемая структура, и излучения, которое генерируется остаточной накачкой в пленке ITO. Несмотря на одинаковый геометрический путь между образцом и ITO для излучений накачки и ВГ, за счет дисперсии воздуха эти две волны приобретают различный набег фаз. Относительный набег фаз меняется при смещении эталона ВГ вдоль луча, и регистрируемая интенсивность излучения ВГ будет представлять собой интерференционную картину. Таким образом можно определить относительную фазу поля ВГ и вычислить разность фаз полей ВГ при противоположных значениях намагниченности.

Измерения интерферометрии проводились для образца 1А и угла падения излучения накачки 10 градусов. Соответствующие спектры ГВГ и нелинейного контраста показаны на Рис. 3.5а. На Рис. 3.7а показаны зависимости интенсивности ВГ в зависимости от положения эталона ВГ для длин вол накачки 780 и 790 нм и противоположных значениях внешнего магнитного поля. Заметим, что при выбранном угле падения на этих дли-

нах волн наблюдаются максимальное и минимальное значение контраста. Полученные данные аппроксимировались синусоидальными функциями с постоянной добавкой: $A + B \sin(2\pi(x - x_0)/a + \varphi_{\pm})$. Из измерений видно, что фаза поля ВГ $\varphi_{\pm}$ значительно смещается при изменении длины волны накачки. Относительное изменение фаз полей ВГ $\delta\varphi = \varphi_+ - \varphi_-$ для противоположных значений намагниченности при длине волны 790 нм составило 19 градусов. Данный сдвиг фаз не равен сдвигу фаз $\Delta\Phi$ в уравнении (1.28). Для определения этой величины был использован подход, описанный в статье [90].

Измеряемую интенсивность ВГ для противоположных направлений намагниченности можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} I^{2\omega}(\pm M) &\propto \left| (\mathbf{E}_{\text{crys}}^{2\omega} \pm \mathbf{E}_{\text{magn}}^{2\omega})^2 \right| = \\ &= (E_{\text{crys}}^{2\omega})^2 \left| \left(1 \pm \frac{\mathbf{E}_{\text{magn}}^{2\omega}}{E_{\text{crys}}^{2\omega}} \right)^2 \right| = (E_{\text{crys}}^{2\omega})^2 \left| (1 \pm \gamma e^{i\Delta\Phi})^2 \right|, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где $\gamma = |\mathbf{E}_{\text{magn}}^{2\omega}/\mathbf{E}_{\text{crys}}^{2\omega}|$ и $\Delta\Phi = \arg(\mathbf{E}_{\text{magn}}^{2\omega}/\mathbf{E}_{\text{crys}}^{2\omega})$. В эксперименте измеряются значения нелинейного магнитного контраста и разности фаз между полями второй гармоники для противоположных значений намагниченности:

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{I^{2\omega}(+M) - I^{2\omega}(-M)}{I^{2\omega}(+M) + I^{2\omega}(-M)} = \frac{2\gamma \cos \Delta\Phi}{1 + \gamma^2}, \\ \Delta\varphi &= \arg \left(\frac{\mathbf{E}_{\text{crys}}^{2\omega} + \mathbf{E}_{\text{magn}}^{2\omega}}{\mathbf{E}_{\text{crys}}^{2\omega} - \mathbf{E}_{\text{magn}}^{2\omega}} \right) = \arccos \left(\frac{1 - \gamma^2}{\sqrt{(1 + \gamma^2)^2 - 4\gamma^2 \cos^2 \Delta\Phi}} \right). \end{aligned} \quad (3.4)$$

Решая систему уравнений относительно γ и $\Delta\Phi$, получаем:

$$\gamma = \frac{F_-}{F_+}, \quad \Delta\Phi = \arccos \left(\frac{\rho}{F_- F_+} \right), \quad (3.5)$$

где $F_{\pm} = [1 \pm (1 - \rho^2)^{1/2} \cos \Delta\varphi]^{1/2}$.

Используя приведенные выражения, из экспериментально полученных величин $\rho^{2\omega}$ и $\Delta\varphi = \varphi_+ - \varphi_-$ были рассчитаны величины γ и $\Delta\Phi$. Величины сдвига фаз $\Delta\varphi$ не превосходили 20 градусов, а полученные величины γ были порядка 0.1, что позволяет считать магнитный вклад $E_{\text{magn}}^{2\omega}$ малым. Учитывая это приближение, абсолютная фаза интерференционных картин должна соответствовать фазе $\arg(\mathbf{E}_{\text{crys}}^{2\omega}) = \Phi_{\text{crys}}$, а фаза магнитного вклада тогда будет выражаться как $\arg(\mathbf{E}_{\text{magn}}^{2\omega}) = \Phi_{\text{magn}} = \Phi_{\text{crys}} + \Delta\Phi$.

Поскольку при перестройке длины волны накачки фаза сигнала ВГ будет меняться также из-за дисперсии воздуха и изменения оптического пути, то в эксперименте абсолютное значение фазы Φ_{crys} рассчитывалось как разность фаз картин интерферометрии для сигнала от магнитоплазмонного кристалла и сигнала от слоя граната без золота: $\Phi_{\text{crys}} = \Phi_{\text{crys}}^{\text{MPC}} - \Phi_{\text{crys}}^{\text{garnet}}$.

На Рис. 3.7б показаны спектры абсолютных значений фаз магнитной и немагнитной компонент полей второй гармоники для структуры 1А и угла падения накачки 10 градусов. Закрашенная область соответствует разности фаз магнитной и немагнитной компонент $\Delta\Phi$. Разность фаз максимальна на длине волны 790 нм и достигает 95° . Заметим, что изменение знака нелинейного магнитного контраста происходит тогда, когда разность фаз $\Delta\Phi$ превосходит 90° . При перестройке длины волны накачки через резонанс поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела золото/феррит-гранат фаза магнитной компоненты поля второй гармоники изменяется приблизительно на 180° .

Подобное поведение фаз компонент можно объяснить следующим механизмом. Модуляция фазы отклика ВГ при возбуждении ППП должна происходить за счет резонансного изменения фазы накачки. В данном случае поверхностный плазмон возбуждается на магнитном интерфейсе и такой процесс должен приводить к модуляции как магнитного, так и немагнитного вкладов. С другой стороны, нерезонансный вклад от верхней границы раздела золото/воздух не должен испытывать фазовых модуляций. В конечном счете суммарный немагнитный вклад должен испытывать меньшую фазовую модуляцию, чем магнитный вклад, что и наблюдается в эксперименте.

§ 3.3. Угловая асимметрия генерации второй гармоники при возбуждении поверхностного плазмона на анизотропном интерфейсе

Поверхность пленки феррит-граната №1 (см. Табл. 2.1) соответствует кристаллографической ориентации (210). Учитывая объемцентрированность решетки феррит-гранатов, поверхность с такой ориентацией будет иметь лишь одну плоскость симметрии (группа симметрий m). Если эта плоскость совпадает с плоскостью xz , то ненулевыми компонента-

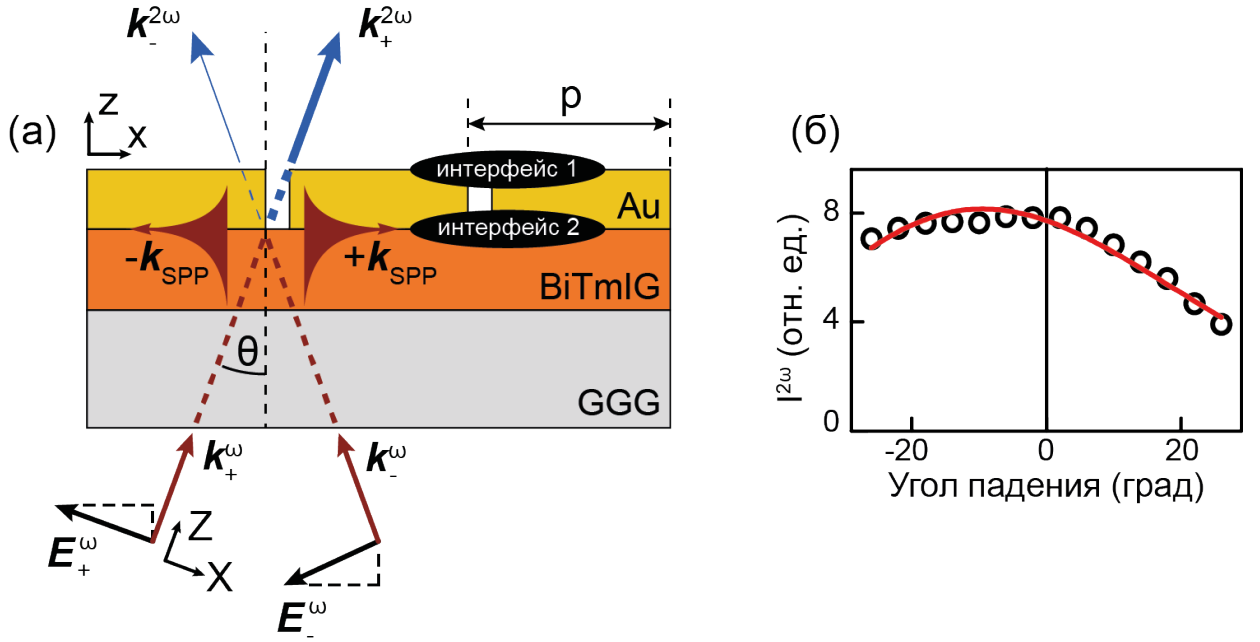


Рис. 3.8. (а) Схема ГВГ в МПК при противоположных углах падения. (б) Зависимость интенсивности ВГ от угла падения накачки на гранат №1. Сплошная кривая - аппроксимация с использованием двух компонент тензора нелинейной восприимчивости разной четности по углу. Длина волны накачки 850 нм, комбинация поляризаций $p(\omega) - p(2\omega)$.

ми тензора квадратичной восприимчивости поверхности будут $\chi_{zzz}^{(2)}, \chi_{zzx}^{(2)} = \chi_{zxx}^{(2)}, \chi_{zxx}^{(2)}, \chi_{zyy}^{(2)}, \chi_{yzy}^{(2)} = \chi_{yuz}^{(2)}, \chi_{yxy}^{(2)} = \chi_{yux}^{(2)}, \chi_{xzz}^{(2)}, \chi_{xzx}^{(2)} = \chi_{xxz}^{(2)}, \chi_{xyy}^{(2)}, \chi_{xxx}^{(2)}$. При нормальном падении и $p(\omega) - p(2\omega)$ комбинации поляризаций ГВГ разрешена при векторе электрического поля накачки параллельном оси x за счет компоненты $\chi_{xxx}^{(2)}$. В то же время, при повороте поверхности на 90 градусов ГВГ становится запрещенной. Анизотропия генерации второй гармоники, показанная на Рис. 3.2б, указывает на то, что при нулевом азимутальном угле ось x пленки параллельна вектору электрического поля накачки.

Рассмотрим случай наклонного падения p -поляризованного излучения накачки под углом θ на поверхность граната или магнитоплазмонного кристалла (Рис. 3.8а). Будем также рассматривать p -поляризованный отклик на частоте второй гармоники. В этом случае все процессы происходят за счет электромагнитных полей в плоскости xz (если не учитывать магнитоиндуцированную ГВГ). Введем систему координат xuz , связанную с образцом, и лабораторную систему координат XUZ . Для получения отклика среды необходимо сначала перейти из лабораторной системы координат в систему координат образца, а затем провести обратный переход

для выделения p -компоненты отклика. Вектор напряженности поля накачки при изменении угла падения будет менять направление вместе с лабораторной системой координат, но сохранять постоянный модуль E^ω . Тогда соответствующие компоненты полей накачки и нелинейной поляризации будут выражаться следующим образом:

$$\begin{aligned} E_x^\omega(\theta) &= E^\omega \cos \theta, \quad E_z^\omega(\theta) = E^\omega \sin \theta, \\ P^{2\omega}(\theta) &= P^{2\omega} \mathbf{e}_X(\theta) = P_x^{2\omega} \mathbf{e}_x \cos \theta + P_z^{2\omega} \mathbf{e}_z \sin \theta, \\ P_i^{2\omega} &= \hat{\chi}_{ijk}^{(2)} : E_j^\omega E_k^\omega \end{aligned} \quad (3.6)$$

где $\mathbf{e}_X, \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_z$ - единичные вектора в соответствующих системах координат, а индексы ijk принимают значения x и z .

Выражения (3.6) показывают, что при изменении знака угла падения ($+\theta \rightarrow -\theta$) будет меняться знак z -компоненты электрического поля и тех компонент нелинейной поляризации, которые индуцированы компонентами нелинейной восприимчивости с нечетным количеством индексов z (один или три). Вклады компонент нелинейной восприимчивости с четным количеством индексов z (ноль или два) будут, соответственно, четными по углу падения. Так как $I^{2\omega} \propto |(\mathbf{P}^{2\omega})^2|$, то зависимость интенсивности ВГ может быть несимметричной относительно угла падения только тогда, когда она определяется интерференцией вкладов, соответствующих компонентам нелинейного тензора восприимчивости с разной четностью относительно θ . В случае ГВГ от поверхности граната с симметрией, описанной выше, вклад в нелинейный отклик $p(\omega) - p(2\omega)$ будут давать следующие компоненты: $\chi_{zzz}^{(2)}, \chi_{zzx}^{(2)} = \chi_{zzz}^{(2)}, \chi_{zxx}^{(2)}, \chi_{xzz}^{(2)}, \chi_{xxz}^{(2)} = \chi_{xxz}^{(2)}, \chi_{xxx}^{(2)}$. Видно, что среди компонент есть как четные по углу падения ($\chi_{zzz}^{(2)} = \chi_{zzx}^{(2)}, \chi_{xzz}^{(2)}, \chi_{xxx}^{(2)}$), так и нечетные ($\chi_{zzx}^{(2)}, \chi_{zxx}^{(2)}, \chi_{xxz}^{(2)} = \chi_{xzz}^{(2)}$). Это значит, что интенсивность ВГ от поверхности граната должна быть асимметричной относительно угла падения.

На Рис. 3.8б показана зависимость интенсивности ВГ от угла падения для пленки феррит-граната №1 и длины волны накачки 850 нм. Видно, что зависимость асимметрична относительно угла падения. При малых углах падения доминирует x -проекция электрического поля накачки и определяющие вклады должны даваться компонентами с наибольшим количеством индексов x . Красная кривая соответствует аппроксимации экспериментальных данных теоретической зависимостью интенсивности ВГ от угла падения при учете двух компонент нелинейного тензора восприимчивости с

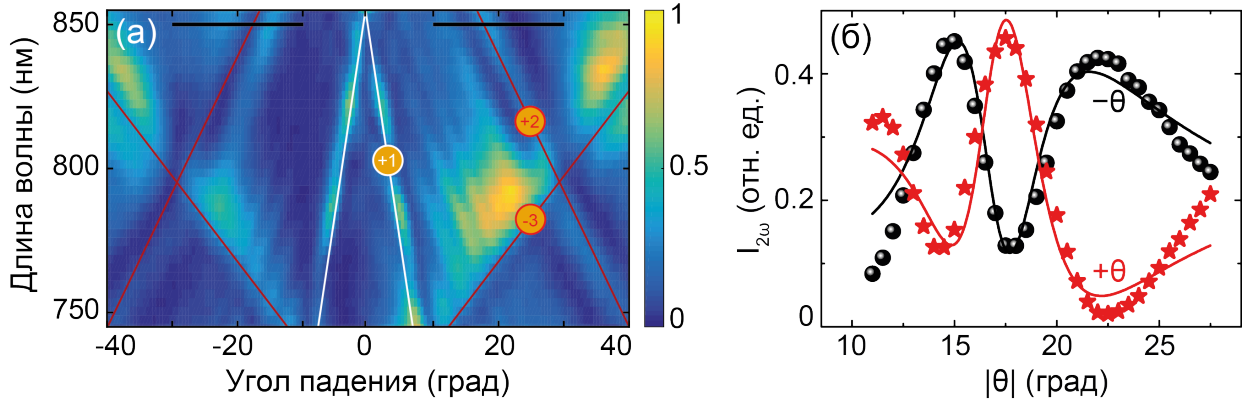


Рис. 3.9. (а) Частотно-угловой спектр интенсивности ВГ для структуры 1С и противоположных углов падения. Сплошные прямые указывают области возбуждения ППП золото/воздух (белые) и золото/феррит-гранат (черные). Числа в кружках указывают порядок возбуждения m . Комбинация поляризаций $p(\omega) - p(2\omega)$. (б) Угловая зависимость интенсивности ВГ для противоположных знаков углов падения и длины волны накачки 850 нм. Сплошные кривые соответствуют аппроксимации функцией (3.10).

разной четностью: $\chi_{xxx}^{(2)}$ и $\chi_{zxx}^{(2)}$.

$$I_{\text{garnet}}^{2\omega}(\pm\theta) \propto \left| \left(\chi_{xxx}^{(2)} \cos^3 \theta \pm \chi_{zxx}^{(2)} \sin \pm\theta \cos^2 \theta \right)^2 \right|. \quad (3.7)$$

Компоненты нелинейного тензора восприимчивости были комплексными параметрами при аппроксимации.

В случае магнитоплазмонного кристалла (см. Рис. 3.8а) вклад в ГВГ дают два интерфейса: изотропная граница раздела золото/воздух (интерфейс 1) и анизотропная граница раздела золото/феррит-гранат (интерфейс 2). Ненулевые компоненты нелинейного тензора восприимчивости второго интерфейса обсуждались выше. Первый интерфейс является изотропным, и соответствующий тензор нелинейной восприимчивости содержит только нечетные по углу падения компоненты. В частности, при комбинации поляризаций $p(\omega) - p(2\omega)$ в ГВГ от первого интерфейса будут участвовать следующие нечетные по углу компоненты: $\chi_{zzz}^{(2)}, \chi_{xzx}^{(2)} = \chi_{xxz}^{(2)}, \chi_{zxx}^{(2)}$. Из этих соображений можно сделать вывод, что при регистрации сигнала только с первого интерфейса (золото/воздух) асимметрии относительно угла падения наблюдаться не должно. Такая ситуация возможна при возбуждении ППП на этой границе раздела. Напротив, если сигнал регистрируется либо со второго интерфейса (золото/феррит-гранат), либо одновременно с обоих интерфейсов, то ГВГ должна быть асимметричной относительно угла падения.

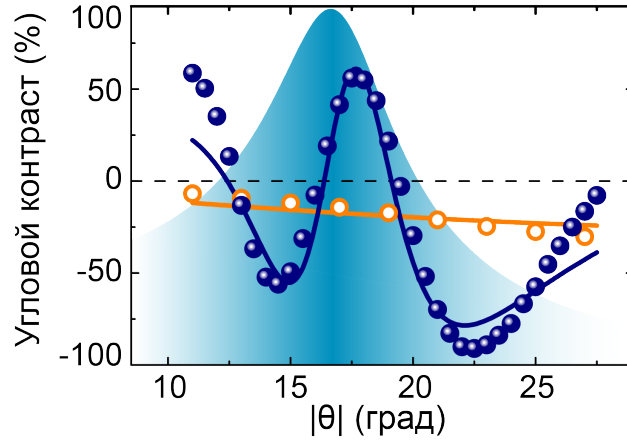


Рис. 3.10. Угловые зависимости углового контраста ρ_θ (3.8) для пленки граната №1 (оранжевые кружки) и структуры 1С при длине волны накачки 850 нм. Сплошные кривые соответствуют аппроксимации результатов функциями (3.7) для феррит-граната и (3.10) для МПК. Закрашенная область схематически изображает лоренцевскую форму резонанса, полученную при аппроксимации.

На Рис. 3.9а представлен частотно-угловой спектр интенсивности второй гармоники для структуры 1С с периодом 850 нм (см. Табл. 2.1) в диапазоне длин волн накачки от 745 до 855 нм и углов падения от -40 до 40 градусов. Красными линиями отмечены области возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела золото/феррит-гранат, а белыми - ППП на границе раздела золото/воздух с порядками возбуждения m , отмеченными числами на рисунке. Спектр измерялся с использованием установки, описанной в §3.1 (Рис. 3.1). Из полученных результатов видно, что особенности, связанные с возбуждением ППП на изотропной границе раздела золото/воздух при противоположных углах падения имеют схожую форму и амплитуду. С другой стороны, особенности, связанные с возбуждением ППП на интерфейсе золото/феррит-гранат, сильно меняются при изменении знака угла падения и, соответственно, направления распространения возбуждений. Наиболее ярко это видно при больших длинах волн накачки и малых углах падения при возбуждении ППП золото-гранат в порядке дифракции $m = +2$. Сечение двумерного спектра для длины волны накачки 850 нм и углов падений от 10 до 30 градусов представлено на Рис. 3.9б. Широкая особенность с двумя минимумами при положительных углах сменяется особенностью с двумя максимумами при отрицательных углах падения.

Для характеристики эффекта угловой асимметрии, введем величину

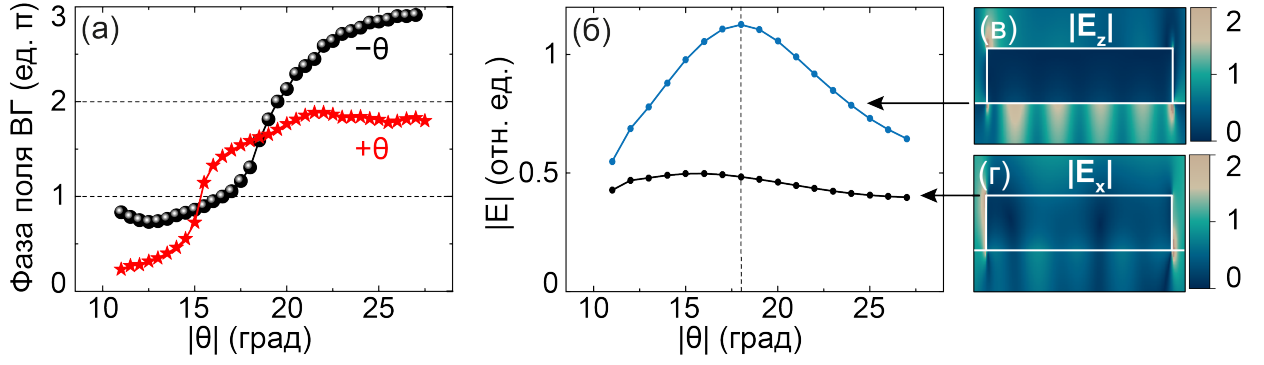


Рис. **3.11.** (а) Угловые зависимости фазы поля ВГ для противоположных знаков угла падения. (б) Угловые зависимости модулей полей накачки E_{1x} (черная кривая) и E_{2z} (синяя кривая), усредненных по двум различным интерфейсам МПК. (в, г) Рассчитанные распределения полей E_z и E_x , соответственно, при падении излучения с длиной волны 850 нм под углом 18 градусов на МПК с периодом 850 нм.

углового контраста

$$\rho_\theta = \frac{I^{2\omega}(+\theta) - I^{2\omega}(-\theta)}{I^{2\omega}(+\theta) + I^{2\omega}(-\theta)}. \quad (3.8)$$

Зависимость углового контраста от угла падения для МПК и пленки граната без золотой решетки показана на Рис. **3.10**. Величина контраста увеличивается в случае МПК, достигая -95%, и меняет знак несколько раз в окрестности возбуждения ППП золото/феррит-гранат. Такое резонансное увеличение асимметрии связано с возбуждением поверхностного плазмона на анизотропном интерфейсе, распространяющегося в противоположных направлениях при противоположных углах падения.

Для определения механизмов увеличения углового контраста при возбуждении ППП золото/феррит-гранат, были проведены измерения фазы ВГ методом интерферометрии, описанным в §3.2 (Рис. **3.6**). Полученные зависимости фазы немагнитной компоненты поля второй гармоники от угла падения представлены на Рис. **3.11а** (длина волны излучения накачки 850 нм, $p(\omega) - p(2\omega)$ комбинация поляризаций). В окрестности возбуждения поверхностного плазмона фаза поля ВГ испытывает сдвиг на 2π . Такое поведение характерно для квадратичных процессов с резонансом на частоте накачки. При возбуждении ППП поле накачки испытывает сдвиг фазы на π , что приводит к сдвигу фазы на 2π в квадратичном отклике.

Используя программное обеспечение *Lumerical*, были проведены расчеты распределений полей электромагнитного поля в структуре методом конечных разностей во временной области (FDTD). Источник с длиной

волны 850 нм направлялся под разными углами на структуру с периодом 850 нм. Размер источника был 1 мкм, и структура была составлена из трех периодов золотой решетки с периодическими граничными условиями на краях расчетной области. Значения диэлектрических проницаемостей золота и феррит-граната были взяты из литературы [19, 20]. Толщина золотой пленки составляла 50 нм, толщина граната - 2 мкм. На Рис. 3.11б представлены зависимости значений модулей электрических полей E_{1x} и E_{2z} , усредненных по двум различным интерфейсам (индексы 1 и 2 соответствуют полям на первом и втором интерфейсах). Во-первых, поле E_{2z} резонансно увеличивается при угле падения 18° , что соответствует возбуждению ППП на нижнем интерфейсе. Во-вторых, величина поля E_{1x} на верхнем интерфейсе имеет такой же порядок величины, что и резонансно усиленное поле плазмона. На Рис. 3.11в,г показаны пространственные распределения полей E_{2z} и E_{1x} на масштабах одного периода структуры для угла падения излучения 18° .

Построим математическую модель рассматриваемого процесса. Для начала, напомним, что угловой контраст связан с наличием в отклике структуры полей, индуцированных компонентами нелинейной восприимчивости с разной четностью по углу (с четным и нечетным количеством индексов z). Тензор квадратичной восприимчивости верхнего интерфейса $\hat{\chi}_1^{(2)}$ содержит лишь компоненты с нечетным количеством индексов z , поэтому для математического описания наблюдаемого эффекта необходимо использовать компоненту тензора квадратичной восприимчивости нижнего интерфейса с четным количеством индексов z . В то же время, при возбуждении ППП, сигнал должен в большой степени определяться резонансно усиленной компонентой E_{2z} , и наиболее важной компонентой в рассматриваемом процессе будет $\chi_{2,xzz}^{(2)}$. Для максимального упрощения математической модели ограничимся выбором только одной компоненты тензора квадратичной восприимчивости верхнего интерфейса - $\chi_{1,zxx}^{(2)}$. Электрическое поле на анизотропном интерфейсе мы будем представлять в виде суммы резонансного поля плазмона и нерезонансного поля накачки, не преобразовавшегося в ППП: $E_{2z} = E_{2z}^R(\theta) + E_{2z}^{NR}$. Резонансную часть поля можно описать лоренцевским резонансом, имеющим характерный максимум в амплитуде и фазовую модуляцию на π . От классической частотной зависимости резонансного поля мы перейдем к зависимости от угла паде-

ния, выразив зависимость резонансной частоты от угла падения, используя условие синхронизма (1.9):

$$\begin{aligned} E_{2z}^R(\omega) &\propto \frac{1}{\omega^2 - \omega_0^2 + 2i\gamma_\omega\omega}, \quad \omega_0(\theta) = \frac{2\pi cm}{(n - |\sin \theta|)p} \\ E_{2z}^R(\theta) &\propto \frac{1}{f(\theta_0)^2 - f(\theta)^2 + 2i\gamma_\theta f(\theta_0)}, \end{aligned} \quad (3.9)$$

где ω_0 , γ_ω - резонансная частота и константа затухания лоренцевского распределения по частоте, θ_0 - резонансный угол падения, $\gamma_\theta = \gamma_\omega p / (2\pi cm)$, $f(\theta) = 1/(n - |\sin(\theta)|)$ и $n = [\varepsilon_{Au}\varepsilon_{IG}/(\varepsilon_{Au} + \varepsilon_{IG})]^{1/2} \approx 2.3$.

Учитывая описанную структуру резонансного поля (3.9) на нижнем интерфейсе и считая поле на верхнем интерфейсе нерезонансным E_{1x}^{NR} , мы получаем следующее выражение для резонансного отклика структуры в зависимости от угла падения:

$$P_X^{2\omega}(\pm\theta) = \chi_{2xzz}^{(2)} [E_{2z}^{NR} + E_{2z}^R(\theta)]^2 \cos(\theta) \pm \chi_{1zxx}^{(2)} [E_{1x}^{NR}]^2 \sin(\pm\theta) \quad (3.10)$$

Выражение (3.10) использовалось для аппроксимации угловых зависимостей интенсивности ВГ $I^{2\omega}(\theta) = |[P_X^{2\omega}(\theta)]^2|$ и углового контраста $\rho_\theta(\theta)$. Результаты аппроксимации представлены сплошными кривыми на Рис. 3.9б и Рис. 3.10. Подстроечными параметрами были амплитуды полей, их относительные фазы, амплитуды компонент восприимчивости и параметры резонанса (3.9). Лучшая аппроксимация получена при значении резонансного угла $\theta_0 = (17.0 \pm 0.2)$ и константы затухания $\gamma_\theta = (0.012 \pm 0.001)$, форма резонанса схематически изображена на Рис. 3.10 синей закрашенной областью.

Отметим, что асимметрия относительно угла падения может наблюдаться и в линейном отклике. В Главе 2 обсуждались линейные магнитооптические эффекты в рассматриваемых МПК. Смещение резонансов ППП вызывается намагниченностью пленки граната вдоль оси y . За этот эффект отвечает недиагональный элемент тензора линейной диэлектрической проницаемости ε_{xz} , пропорциональный намагниченности M_y . Смещение резонанса ППП и линейный магнитный контраст будут нечетны не только относительно направления намагниченности, но и относительно знака угла падения и направления распространения поверхностного плазмона. Справедливо равенство линейного магнитного контраста и линейного углового контраста $\rho_m^\omega = \rho_\theta^\omega$. Однако величина данных эффектов в линейном отклике рассматриваемой структуры составляет величины порядка 1% (см.

Рис. 2.7г) и несравнима с величиной эффектов в нелинейном отклике (см. Рис. 3.10), достигающих 95% за счет высокой чувствительности ГВГ к фазовым и амплитудным модуляциям полей накачки.

§ 3.4. Выводы по Главе 3

1. Проведена частотно-угловая спектроскопия ГВГ в МПК в диапазоне длин волн от 740 до 860 нм и диапазоне углов от -30 до 30 градусов.
2. Показано, что сигнал второй гармоники резонансно модулируется при возбуждении ППП на границах раздела золото/феррит-гранат и золото/воздух, а также при возбуждении волноводных мод в слое феррит-граната.
3. Нелинейный магнитооптический эффект резонансно модулируется с изменением знака при возбуждении ППП на границе раздела золото/феррит-гранат и достигает значений от -5 до 25 %.
4. Измерения фазы ВГ показывают, что механизм модуляции нелинейного магнитного контраста заключается в изменении относительной фазы магнитной и немагнитной компонент поля ВГ (до 110 град) при возбуждении ППП на границе раздела золото/феррит-гранат.
5. Угловая асимметрия ВГ в МПК резонансно усиливается при возбуждении ППП на анизотропной границе раздела, достигая 95 %. Модель с учетом двух компонент нелинейной восприимчивости разной четности хорошо согласуется с экспериментом.

ГЛАВА 4

Возбуждение динамики намагниченности в магнитоплазмонных кристаллах

§ 4.1. Обратный эффект Фарадея и поверхностные плазмон-поляритоны

Обратный эффект Фарадея наблюдается в гиротропных средах и заключается в наведении статического магнитного поля эллиптически поляризованным светом. Величину эффективного магнитного поля можно выразить как [12, 139]

$$\mathbf{H}^{\text{IFE}} = \hat{\chi}^{(m)} : [\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*] \propto \chi_{ijk}^{(m)} E_j E_k \sin \varphi, \quad (4.1)$$

где $\chi_{ijk}^{(m)}$ - магнитооптическая восприимчивость и φ - фазовая задержка между ортогональными компонентами поля E_j и E_k . Заметим, что эффективное магнитное поле образуется электрическими полями, осциллирующими с частотой ω , однако само оно является статическим. Из выражения (4.1) видно, что поле H^{IFE} максимально при $\varphi = \pi/2$, то есть при циркулярной поляризации электрического поля. При попадании мощного циркулярно-поляризованного импульса света в гиротропную среду, на протяжении времени длительности импульса в среде создается эффективное магнитное поле, которое способно влиять на состояние намагниченности среды. Направление эффективного поля будет противоположным для левой и правой циркулярной поляризации излучения. После окончания импульса магнитная система свободно возвращается к равновесному состоянию. Такие динамические процессы описываются уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (1.31).

Рассмотрим поверхностный плазмон-поляритон, распространяющийся вдоль оси x в магнитоплазмонном кристалле на границе раздела золото/феррит-гранат (Рис. 4.1). Электрическое поле ППП в феррит-

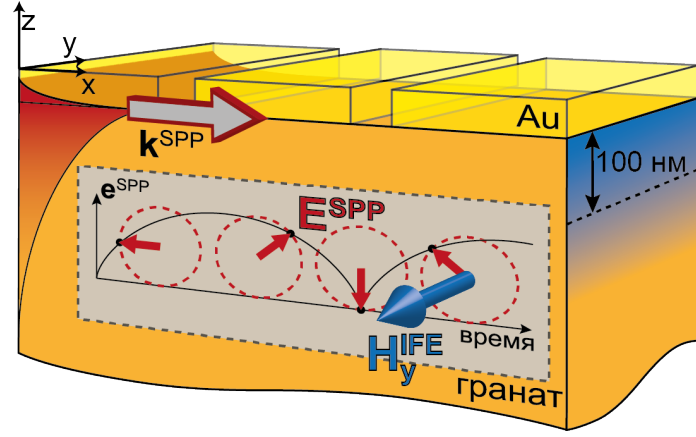


Рис. 4.1. Схема наведения эффективного статического магнитного поля при возбуждении поверхностного плазмон-поляритона в магнитоплазмонном кристалле на границе раздела золото/феррит-гранат. Схематически изображена циркулярность поля плазмона и высокая локализация эффективного поля H_y^{IFE} .

гранате ($z < 0$) будет выражаться как [151]:

$$\mathbf{E}^{\text{SPP}}(x, z, t) = \begin{pmatrix} E_x \\ 0 \\ -\frac{k_x}{k_z} E_x \end{pmatrix} e^{-i(\omega t - k_x x - k_z |z|)}, \quad (4.2)$$

где E_x - модуль x -компоненты электрического поля плазмона, $k_x = \omega/c [\epsilon_{\text{Au}} \epsilon_{\text{IG}} / (\epsilon_{\text{Au}} + \epsilon_{\text{IG}})]^{1/2} = k'_x + i k''_x$ - x -компонента волнового вектора ППП и $k_z = \omega/c [\epsilon_{\text{IG}}^2 / (\epsilon_{\text{Au}} + \epsilon_{\text{IG}})]^{1/2} = i k''_z$ - чисто мнимая z -компонента волнового вектора ППП. Отсюда видно, что между x и z компонентами поля ППП есть постоянная фазовая задержка, и электрическое поле с такой структурой даст ненулевое значение эффективного статического магнитного поля вдоль оси y . Поворот электрического поля плазмона схематически показан на Рис. 4.1. Заметим, что такая фазовая задержка между двумя компонентами электрического поля характерна для любой ТМ-волны (см., например, выражения (2.2)).

Подставим полученные выражения для электрического поля ППП (4.2) в уравнение (4.1):

$$H_y^{\text{IFE}}(x, z) = 2\chi_{yxz}^{(m)} E_x^2 \frac{k'_x}{k''_z} e^{-2k''_x x} e^{-2k''_z |z|}. \quad (4.3)$$

Из выражения (4.3) видно, что эффективное статическое магнитное поле ППП, распространяющегося на границе раздела с гиротропной средой, локализовано в приповерхностном слое на масштабе $1/(2k''_z)$ - вдвое меньшем,

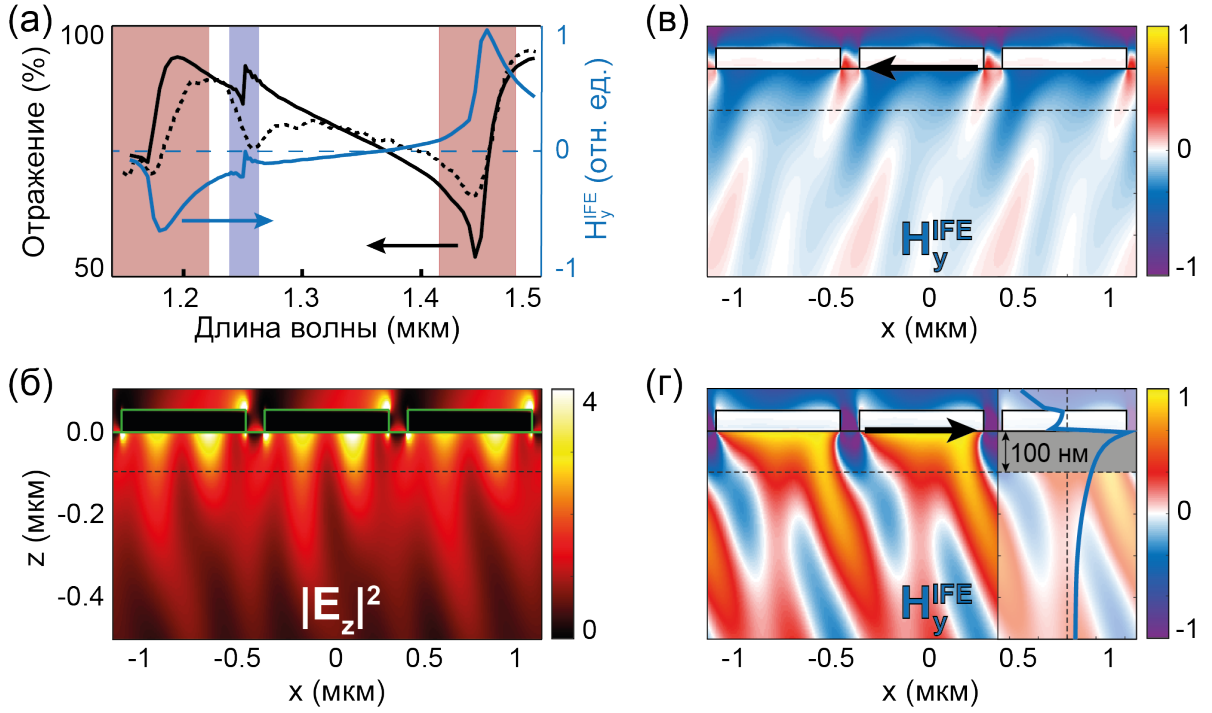


Рис. 4.2. (а) Спектр отражения структуры МПК с периодом 800 нм для угла падения 34 градуса (численное моделирование - черная сплошная кривая, эксперимент - черная штриховая кривая) и значение среднего по интерфейсу эффективного статического магнитного поля. Красные закрашенные области - ППП золото/феррит-гранат, синие - ППП золото/воздух. (б) Распределение модуля квадрата z -компоненты электрического поля, рассчитанное для длины волны 1450 нм. (в, г) Распределения эффективных магнитных полей для длин волн 1180 и 1450 нм, соответственно.

чем масштаб локализации электрического поля плазмона. Направление эффективного магнитного поля меняется при изменении знака k'_x , то есть при изменении направления распространения плазмона.

Для подтверждения наших предположений была проведена численная симуляция распределений полей в МПК, с использованием метода FDTD и программного обеспечения Lumerical. Период структуры был 800 нм, толщина золота составляла 50 нм и ширина просветов была 100 нм. Значения диэлектрических проницаемостей брались из литературы [19,20]. Расчетная область состояла из трех периодов золотой решетки с периодическими граничными условиями относительно оси x , минимальный шаг сетки составлял 5 нм. Толщина слоя феррит-граната считалась бесконечной, а источник излучения имел ширину 2 мкм. Для различных длин волн источника в диапазоне от 1100 до 1500 нм и угле падения излучения 34 градуса регистрировались коэффициенты пропускания и отражения, а также

распределения комплексных амплитуд полей E_x и E_z . Полученный при моделировании спектр отражения структуры показан на Рис. 4.2а черной сплошной кривой. В диапазоне перестройки наблюдаются три особенности. Распределения полей, а также аналитически рассчитанные положения особенностей указывают на то, что две широкие особенности в спектре соответствуют возбуждению ППП золото/феррит-гранат с порядками возбуждения $m = +1$ и $m = -2$ (закрашенные красные области), а узкая особенность соответствует возбуждению ППП золото/воздух с $m = -1$ (закрашенная синяя область). Распределение квадрата z -компоненты поля при возбуждении резонанса ППП золото/феррит-гранат порядка $m = +1$ показано на Рис. 4.2б. Видно, что квадрат поля локализован на масштабе 100 нм (штриховая линия). Для вычисления распределения эффективного магнитного поля H_y^{IFE} использовалось выражение (4.1). Полученное распределение H_y^{IFE} при возбуждении ППП золото/феррит-гранат представлено на Рис. 4.2в,г для, соответственно, возбуждений с $m = +1$ и $m = -2$, черные стрелки на панелях обозначают направления распространения возбуждений. На вставке также показана зависимость среднего по интерфейсу значения эффективного магнитного поля H_y^{IFE} от глубины, согласно которой поле локализовано на масштабе 100 нм. На Рис. 4.2а также показана спектральная зависимость среднего по приповерхностному слою эффективного магнитного поля H_y^{IFE} (синяя кривая). В окрестности возбуждений ППП золото/феррит-гранат значение магнитного поля максимально и имеет противоположные знаки, так как соответствующие возбуждения распространяются в противоположных направлениях. Напротив, при возбуждении ППП золото/воздух эффективное магнитное поле зануляется. Отметим также, что величины эффективного поля для двух ППП золото/феррит-гранат различаются вдвое. Это можно связать с более высоким порядком дифракции коротковолнового возбуждения и, соответственно, с меньшей эффективностью возбуждения.

Полученные результаты указывают на то, что за счет возбуждения ППП в гиротропной среде возможна локализация области, в которой за счет обратного эффекта Фарадея происходит возбуждение динамики намагниченности. Отметим также, что в классическом случае обратного эффекта Фарадея излучение поляризовано циркулярно, в то время как в описанном случае поверхностный плазмон-поляритон возбуждается линейно-

поляризованным излучением, и в объеме среды эффективное статическое магнитное поле должно быть равно нулю.

§ 4.2. Динамика намагниченности в магнитоплазмонном кристалле за счет обратного эффекта Фарадея

Для экспериментальных исследований динамических эффектов, связанных с наличием у ППП в гиротропной среде эффективного статического поля, был изготовлен образец магнитоплазмонного кристалла на основе пленки феррит-граната №3 (см. Табл. 2.1). Состав пленки граната был $\text{Gd}_{4/3}\text{Yb}_{2/3}\text{BiFe}_5\text{O}_{12}$. Материалы схожего состава изучались методом накачка-зондирование при наличии обратного эффекта Фарадея в работах [14, 152–154]. Исследования показали, что за счет обменного взаимодействия между додекаэдрической подрешеткой с редкоземельными элементами (rare-earth, RE) и подрешетками с переходными металлами (transition metal, TM), возможно возбуждение обменной моды прецессии [155] с частотой близкой к 1 ТГц. Отметим, что возбуждение такой моды становится возможным за счет обратного эффекта Фарадея благодаря различным магнитооптическим восприимчивостям χ_{yxz}^m у RE и TM подрешеток (эффективное поле будет различаться для двух подрешеток, действуя против обменного взаимодействия).

Структура МПК на основе феррит-граната GdYbBIG была исследована методом спектроскопии линейного отражения. Для этого использовалась установка, аналогичная изображенной на Рис. 2.4. Измерения проводились как в видимом диапазоне длин волн (500-900 нм), так и в ближнем инфракрасном диапазоне (1100-1500 нм). Для ближнего ИК в качестве источника света использовался лазер на алюмо-иттриевом гранате, допированный ионами неодима (Nd:YAG), с параметрическим генератором света (*Solar-LS*). Характерный спектр отражения, полученный в длинноволновом диапазоне, представлен на Рис. 4.2а черной штриховой кривой. Измерение проводилось для р-поляризованного излучения, падающего на структуру под углом 34 градуса. Для различных углов падения и диапазонов длин волн были зафиксированы особенности в спектрах отражения, которые отмечены на двумерной карте Рис. 4.3. Сопоставляя положения особенностей с расчетными положениями возбуждений ППП

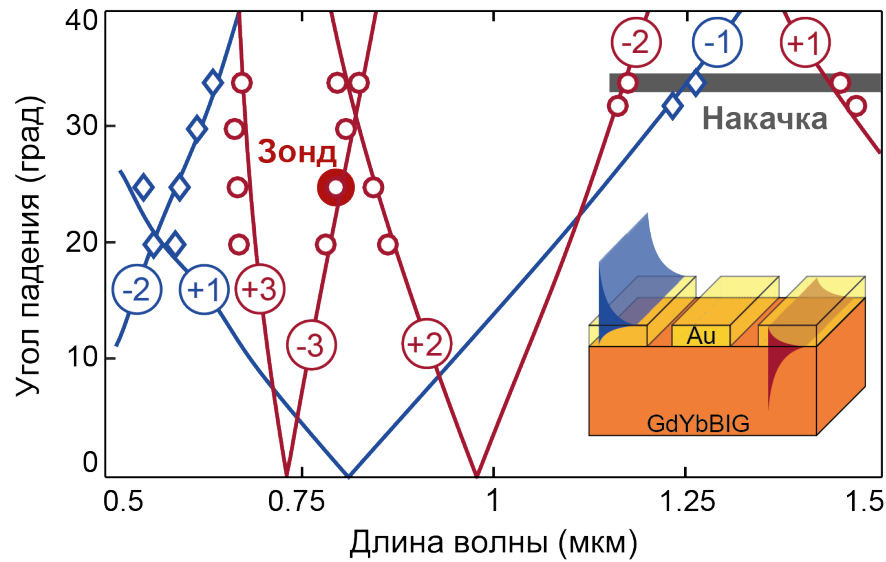


Рис. 4.3. Дисперсионная карта областей возбуждения ППП в зависимости от длины волны и угла падения излучения. Синий цвет соответствует возбуждению ППП золото/воздух, красный - ППП золото/феррит-гранат. Сплошные кривые - аналитический расчет по формуле (1.9) с порядками дифракции m , отмеченными в кружках. Отдельные точки - положения резонансных особенностей в экспериментально измеренных спектрах отражения.

золото/воздух (синие кривые) и золото/феррит-гранат (красные кривые), полученными по формуле (1.9), особенности были отнесены к возбуждению того или иного поверхностного плазмона. На Рис. 4.3 синие ромбы соответствуют резонансам ППП золото/воздух, а красные кружки - резонансам ППП золото/феррит-гранат. Числа на сплошных кривых обозначают порядок дифракции m , в котором возбуждается соответствующая мода.

Для изучения динамики намагниченности в магнитоплазмонном кристалле Au/GdYbBIG был использован метод накачка-зондирование. Схема экспериментальной установки представлена на Рис. 4.4. Излучение титан-сапфирового лазера усиливалось в регенеративном усилителе (*Spitfire*, *Spectra-Physics*). Полученное излучение имело частоту повторения импульсов 1 кГц и длительность импульсов 40 фс. Малая часть излучения направлялась в линию задержки, а оставшееся мощное излучение служило накачкой для параметрического генератора света (*TOPAS*, *Spectra-physics*). Таким образом, излучение накачки становится перестраиваемым в широкой спектральной области. В описанном эксперименте диапазон перестройки длины волны излучения накачки составлял 1.1-1.5 мкм. Половина импульсов накачки отсекалась прерывателем с частотой 500 Гц. Таким образом половина импульсов зондирующего излучения падала на образец совместно

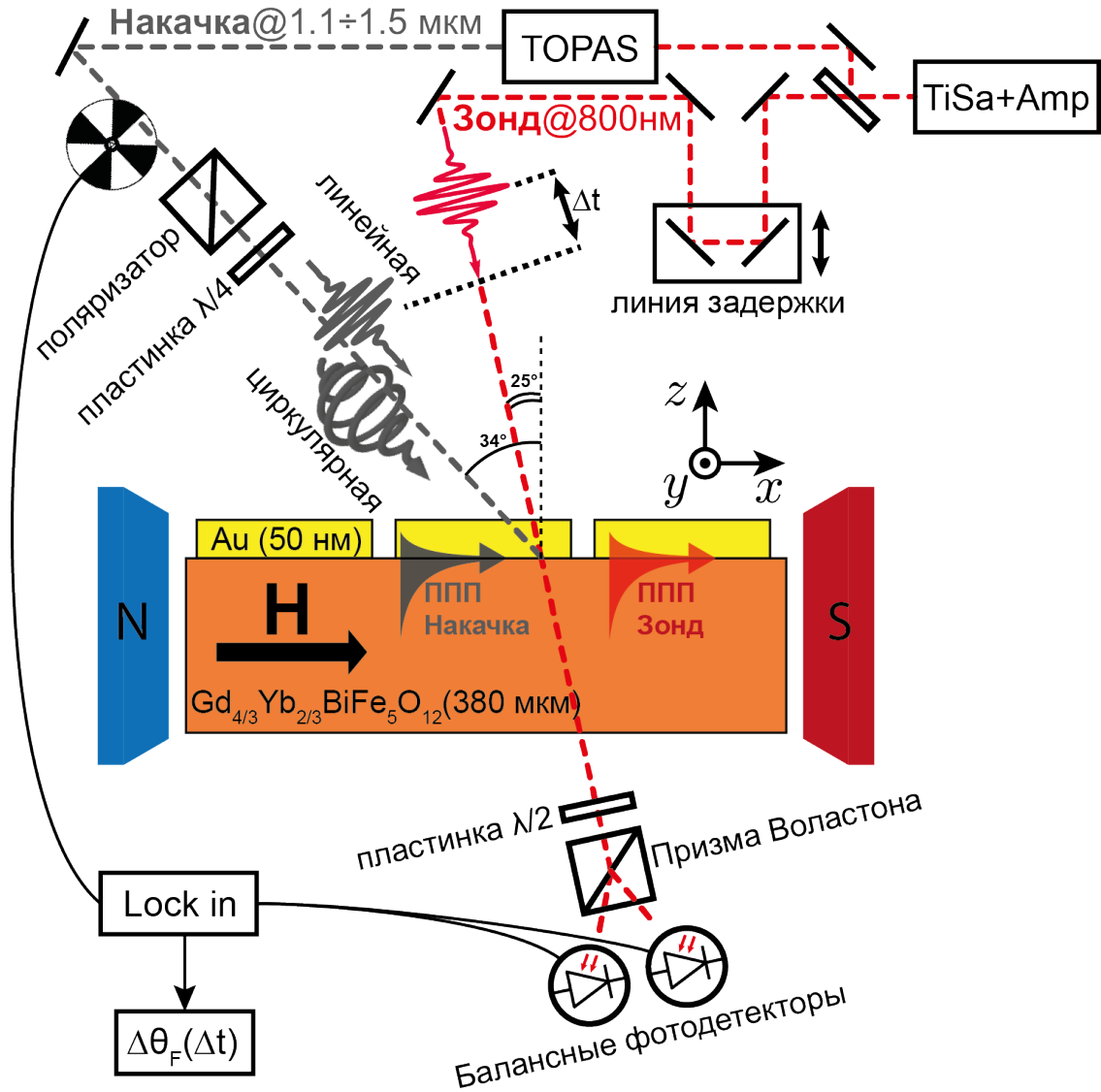


Рис. 4.4. Схема установки для измерения динамики намагниченности методом накачка-зондирование в магнитоплазмонном кристалле Au/GdYbBIG.

с импульсами накачки, а половина проходила через невозбужденную среду. Состояние поляризации импульсов накачки контролировалось поляризатором и четвертьволновой пластинкой. Зондирующее излучение фокусировалось на образец под углом 25 градусов в область с диаметром ≈ 50 мкм, а излучение накачки - под углом 34 градуса в область с диаметром ≈ 100 мкм. Соответствующие этим параметрам области углов и длин волн отмечены на Рис. 4.3 для накачки и зонда, соответственно, красной и серой закрашенной областью. Таким образом, р-поляризованное зондирующее излучение возбуждало ППП золото/феррит-гранат, а р-поляризованное излучение накачки в диапазоне перестройки могло возбуждать как один, так и другой плазмон в соответствии с Рис. 4.2а. Поворот поляризации прошед-

шего излучения регистрировался в схеме с балансными фотодетекторами, разностный сигнал с которых посылался на синхронный усилитель (Lock-in), подсоединенный к прерывателю. Таким образом, можно измерять разность фарадеевского вращения зондирующего излучения для возбужденной и невозбужденной среды при различных временах задержки между импульсом накачки и зондирующим импульсом $\Delta\theta_F(\Delta t)$ (от -1 до 10 пс в нашем эксперименте). Образец находился во внешнем меридиональном магнитном поле величиной 1.3 кГс, а плотность мощности накачки составляла 10 мДж/см². Мощность зондирующего излучения была примерно в 100 раз меньше мощности накачки. Так как в отсутствие возбуждения намагниченности ее z -компонента равна нулю, то изменения фарадеевского вращения будут связаны с отклонением намагниченности от направления внешнего поля и будут пропорциональны ее z -компоненте. При прецессии намагниченности во временной зависимости фарадеевского вращения должны наблюдаться соответствующие осцилляции.

В работе [14] изучались эффекты динамики намагниченности в пленке феррит-граната, использованной для создания образца 3А. Было продемонстрировано, что при возбуждении динамики намагниченности эффективным полем обратного эффекта Фарадея, наблюдаются две резонансные моды - обменная и ферромагнитная с частотами, соответственно, 3 кГс и 0.41 ТГц (при внешнем магнитном поле 1.3 кГс). На Рис. 4.5 схематически изображены процессы, соответствующие двум модам прецессии. Ферромагнитная мода представляет собой совместную прецессию намагниченностей подрешеток $\mathbf{M}_{\text{RE}}$ и $\mathbf{M}_{\text{TM}}$, когда как обменная мода соответствует прецессии намагниченностей подрешеток относительно друг друга за счет обменного взаимодействия [152, 155].

При измерении динамики намагниченности в магнитоплазмонном кристалле 3А был выбран диапазон времен до 10 пс, который соответствует нескольким периодам высокочастотной прецессии с частотой 0.41 ТГц. Характерная зависимость модуляции фарадеевского вращения от времени $\Delta\theta_F(\Delta t)$ представлена на Рис. 4.6 для случая накачки с длиной волны 1300 нм и поляризацией близкой к линейной (черная сплошная кривая). Большой максимум при нулевой задержке соответствует перекрытию двух импульсов и вызывается нелинейными процессами. Дальнейшую (после 1 пс) релаксацию магнитной системы мы описываем тремя процессами:

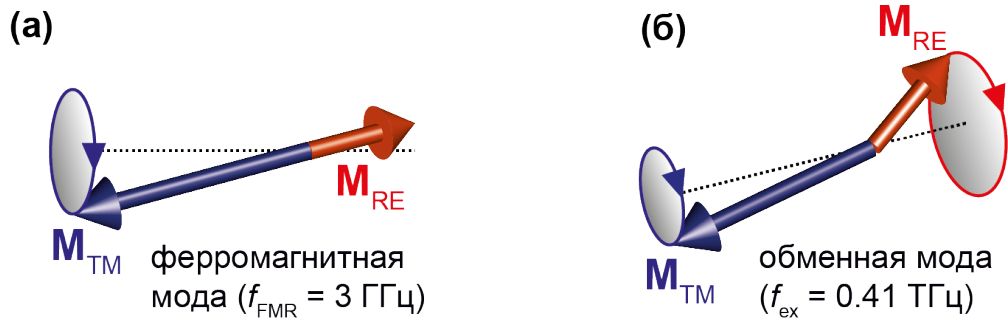


Рис. 4.5. Схемы прецессии намагниченностей подрешеток с редкоземельными элементами M_{RE} и переходными металлами M_{TM} при возбуждении ферромагнитной (а) и обменной моды (б)

1. релаксация горячих электронов в золоте с характерными временами порядка 5 пс, которая должна иметь экспоненциальную зависимость с амплитудой A_{el} и временем затухания τ_{el} ;
2. обменная мода прецессии с частотой $f_{ex} = 0.41$ ТГц. Данный процесс мы будем аппроксимировать затухающими гармоническими осцилляциями с амплитудой A_{ex} , фазой Ψ_{ex} и временем затухания τ_{ex} .
3. ферромагнитная мода прецессии с частотой $f_{FMR} = 3$ ГГц. Ввиду большого периода данной моды ≈ 30 нс, на масштабе 10 пс ее можно аппроксимировать линейной зависимостью с коэффициентом пропорциональности A_{FMR} ;

Таким образом, мы будем использовать следующее выражение для аппроксимации временной зависимости модуляции фарадеевского вращения:

$$\Delta\theta_F(\Delta t) = A_{el}e^{-\tau_{el}\Delta t} + A_{ex}e^{-\tau_{ex}\Delta t} \sin(2\pi f_{ex} + \Psi_{ex}) + A_{FMR}\Delta t. \quad (4.4)$$

На Рис. 4.6 представлен результат аппроксимации (фиолетовая кривая) и зависимости соответствующих вкладов: электронных процессов (зеленая кривая), высокочастотной прецессии (синяя кривая) и низкочастотной прецессии (зеленая кривая).

Измеряемые зависимости аппроксимировались выражением (4.4) для определения значений амплитуды A_{ex} и фазы Ψ_{ex} высокочастотной прецессии при различных значениях длин волн и состояний поляризации излучения накачки. Отметим, что направление прецессии зависит от направления вращения вектора электрического поля накачки (левая или правая эллиптическая поляризация). К тому же прецессия не должна возбуждаться

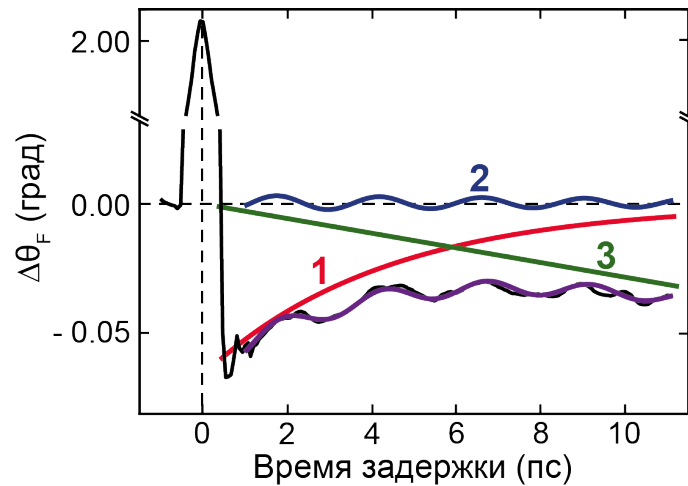


Рис. 4.6. Характерная зависимость модуляции фарадеевского вращения от времени задержки между импульсом накачки и зондирующего импульса - черная сплошная кривая. Фиолетовой сплошной кривой показана аппроксимация экспериментальных данных выражением (4.4) с тремя вкладками: электронные процессы в золоте (красная кривая), высокочастотная обменная мода прецессии (синяя кривая) и низкочастотная ферромагнитная мода прецессии (зеленая кривая).

при линейной поляризации накачки в отсутствие возбуждения ППП. Для изучения таких эффектов были проведены измерения при ненулевых положениях четвертьволновой пластинки (Рис. 4.7). На Рис. 4.7а показаны зависимости вклада высокочастотной прецессии в регистрируемые сигналы при различных значениях длины волны накачки и угла поворота четвертьволновой пластинки (соответствующие значения отмечены цветными кружками на Рис. 4.7в). Рисунки 4.7а,б показывают зависимости амплитуды и фазы высокочастотной прецессии от угла поворота четвертьволновой пластинки для двух значений длины волны накачки: 1300 нм (отсутствие резонанса) и 1380 нм (окрестность резонанса ППП золото/феррит-гранат). В нерезонансном случае (черные кривые) возбуждение прецессии должно происходить в объеме феррит-граната за счет эллиптичности импульса накачки и, соответственно, амплитуда прецессии будет нулевой при линейной поляризации накачки и будет увеличиваться при отклонении от нулевого положения пластинки, в то время как фаза будет меняться на π для противоположных углов поворота пластинки. Именно такой характер зависимостей и наблюдается в эксперименте. С другой стороны, при возбуждении р-поляризованным импульсом накачки ППП золото/феррит-гранат, прецессия намагниченности будет возбуждаться в приповерхностном слое за

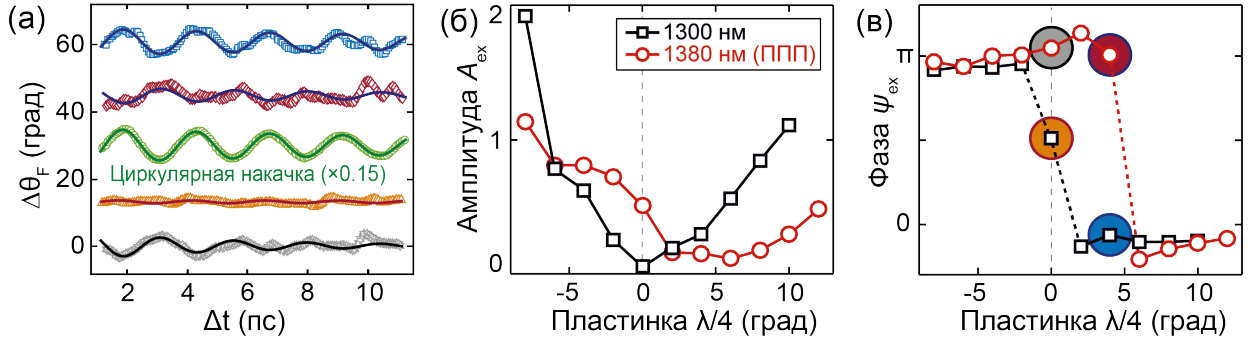


Рис. 4.7. (а) Выделенные вклады высокочастотной прецессии в модуляцию фарадеевского вращения для различных длин волн и углов поворота четвертьволновой пластинки (отмечены на панели (в)). Зависимости амплитуды (б) и фазы (в) высокочастотной прецессии от угла поворота четвертьволновой пластинки для длины волны накачки вне резонанса возбуждения ППП (1300 нм) и в окрестности резонанса (1380 нм).

счет эффективного поля плазмона. Действительно, при длине волны накачки 1380 нм (красные кривые) характер зависимостей сильно меняется. Амплитуда прецессии при нулевом положении пластинки (р-поляризация) оказывается ненулевой (серые символы на Рис. 4.7а), зависимость фазы от угла поворота пластинки смещается, а зависимость амплитуды становится асимметричной с минимумом при угле поворота равным примерно 4 градусам. Такое поведение можно объяснить тем, что при добавления эллиптичности к поляризации излучения накачки, помимо прецессии намагниченности в приповерхностном слое возбуждается также прецессия намагниченности и в объеме граната. Фазы этих возбуждений различны, поэтому результирующее значение фарадеевского вращения определяется их интерференцией. По всей видимости, при угле поворота пластинки 4 градуса вклады этих двух процессов компенсируют друг друга.

Чтобы наглядно продемонстрировать влияние возбуждения ППП на амплитуду и фазу высокочастотной прецессии, была измерена зависимость этих величин от длины волны накачки при угле поворота четвертьволновой пластинки 4 градуса. За счет наличия слабой эллиптичности у излучения накачки, сигналы высокочастотной прецессии можно было регистрировать во всем диапазоне перестройки длины волны накачки. Измерения также проводились для циркулярно поляризованного излучения накачки (угол поворота четвертьволновой пластинки - 45 градусов). Спектры амплитуды и фазы высокочастотной прецессии представлены на Рис. 4.8. Красные кривые соответствуют поляризации накачки, близкой к линейной (вели-

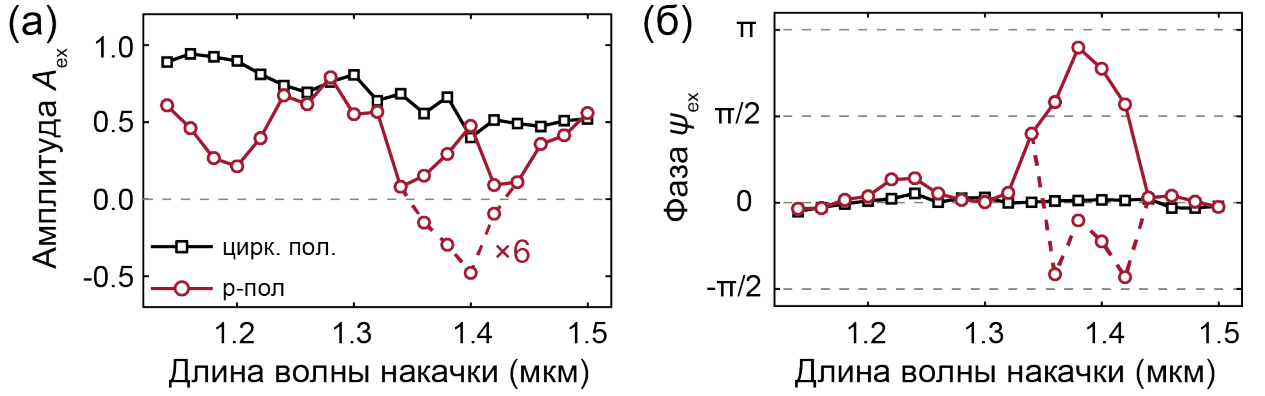


Рис. 4.8. Зависимости амплитуды (а) и фазы (б) высокочастотной прецессии при циркулярной поляризации накачки (черные кривые) и при поляризации близкой к р-поляризации (красные кривые).

чины амплитуды увеличены на рисунке в 6 раз для сравнения), а черные соответствуют циркулярной поляризации. Спектры для циркулярной поляризации монотонны и не демонстрируют резонансных особенностей. Напротив, при линейной поляризации как в амплитуде, так и в фазе прецессии наблюдаются сильно выраженные особенности в окрестности возбуждения ППП золото/феррит-гранат (длина волны накачки 1400 нм, см. Рис. 4.2а). Фаза прецессии в резонансе изменяется на π , что с математической точки зрения эквивалентно изменению знака амплитуды (двум эквивалентным представлениям соответствуют сплошная и штриховая кривые на Рис. 4.8). Заметим, что в окрестности длины волны 1200 нм в фазе и амплитуде прецессии также наблюдается особенность. В окрестности этой длины волны должно происходить возбуждение двух различных ППП на различных границах раздела, поэтому данная модуляция должна определяться сложными конкурирующими процессами и выражена слабее, чем особенность на длине волны 1400 нм.

Фарадеевское вращение пропорционально длине распространения излучения в гиротропной среде и величине компоненты намагниченности вдоль направления распространения излучения (1.13). Введем коэффициент эффективности возбуждения прецессии намагниченности δ как коэффициент пропорциональности между величиной модуляции фарадеевского вращения $\Delta\theta_F$ и длиной распространения d зондирующего импульса в среде: $\Delta\theta_F = \delta d$. Эта величина определяется характеристиками среды и величиной отклонения намагниченности от равновесного состояния. Сравним значения эффективности возбуждения прецессии для резонансного (линей-

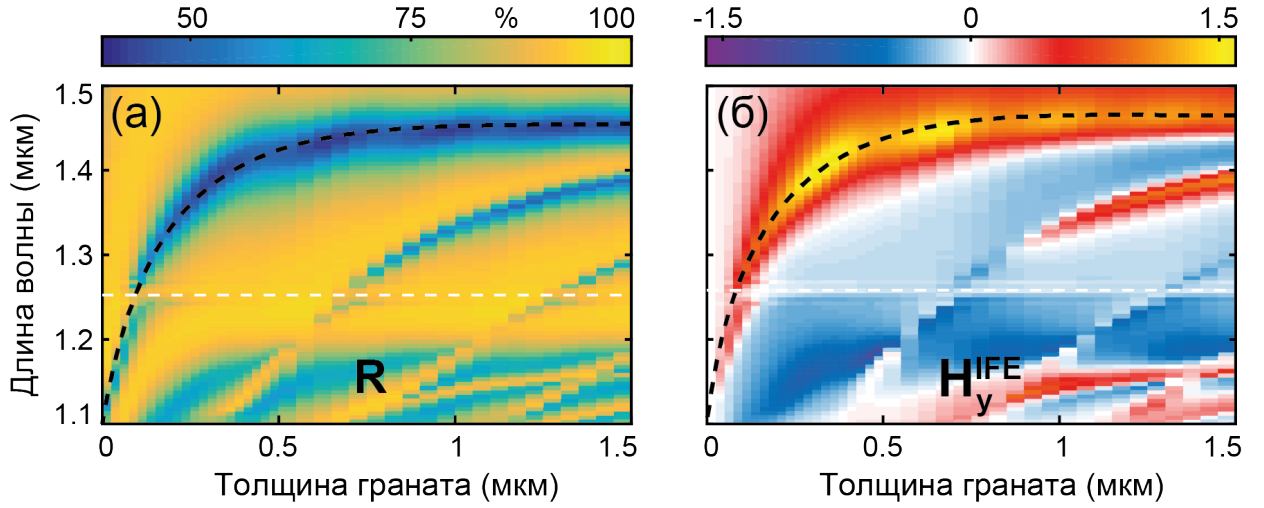


Рис. 4.9. Численный расчет спектров отражения (а) и усредненного эффективного магнитного поля (б) в магнитоплазмонном кристалле в зависимости от толщины слоя феррит-граната. Черные пунктирные линии обозначают положения возбуждения ППП золото/феррит-гранат, белые - ППП золото/воздух.

ная поляризация) и нерезонансного (циркулярная поляризация) случаев. В случае циркулярной накачки прецессия намагниченности возбуждается по всей глубине пленки граната толщиной $d_{\text{GdYbBIG}} = 380$ мкм (поглощение в гранате в этом диапазоне длин волн мало). С другой стороны, как показывают численные расчеты, при возбуждении ППП на магнитном интерфейсе прецессия должна эффективно возбуждаться в приповерхностном слое глубиной примерно $d_{\text{SPP}} \approx 100$ нм. Учитывая различие амплитуд прецессии (фарадеевского вращения) при резонансном и нерезонансном возбуждении $\Delta\theta_F^{\text{circ}}/\Delta\theta_F^{\text{lin}} \approx 0.1$, мы получаем следующее соотношение между эффективностями возбуждения прецессии при возбуждении ППП и без:

$$\frac{\delta^{\text{lin}}}{\delta^{\text{circ}}} = \frac{d_{\text{GdYbBIG}}}{d_{\text{SPP}}} \frac{\Delta\theta_F^{\text{lin}}}{\Delta\theta_F^{\text{circ}}} \approx 4 \times 10^2 \quad (4.5)$$

Таким образом, за счет высокой локализации эффективного поля поверхностного плазмона удастся достичь увеличения эффективности возбуждения прецессии на два порядка по сравнению с возбуждением циркулярной накачкой.

Методы локализации возбуждения динамики намагниченности перспективны для создания новых устройств записи информации с высокой плотностью записи. Поэтому важен вопрос минимальной толщины пленки феррит-граната, при которой будут сохраняться рассматриваемые эффекты. Для исследования этого вопроса была проведена численная симуляция

распределений поля методом FDTD в структуре с такими же параметрами, как и при симуляции, описанной в начале этого параграфа (Рис. 4.2), но с конечной толщиной слоя феррит-граната, расположенного поверх полубесконечного галлий-гадолиниевого граната. Зависимости коэффициента отражения R и среднего по приповерхностному слою эффективного магнитного поля H_y^{FE} от длины волны возбуждения и толщины феррит-граната представлены на Рис. 4.9. Усреднение эффективного поля проводилось по всей глубине пленки граната при толщинах меньше 500 нм и по глубине 500 нм при больших толщинах.

На Рис. 4.9а черная штриховая кривая соответствует положению возбуждения ППП золото/феррит-гранат с $m = +1$, а белая штриховая кривая - золото/воздух с $m = -1$. Положение возбуждения ППП золото/воздух не зависит от толщины граната, в то время как особенности, связанные с возбуждением ППП золото/феррит-гранат, смещаются при уменьшении толщины магнитной пленки. Такое смещение связано с тем, что значение диэлектрической проницаемости ГГГ ниже, чем у феррит граната (4 по сравнению с 5.6). В пределе нулевой толщины особенность ППП золото/феррит-гранат должна перейти в особенность золото/ГГГ на меньшей длине волны, поэтому при промежуточных значениях толщин граната двухслойная среда имеет некое эффективное значение диэлектрической проницаемости. Помимо двух особенностей, отмеченных пунктирными кривыми, в зависимости коэффициента отражения присутствуют узкие особенности, положение которых сильно зависит от толщины. Эти особенности соответствуют возбуждению волноводных мод в слое граната. При малых длинах волн на фоне волноводных мод также различима широкая особенность, связанная с возбуждением ППП золото/феррит-гранат с $m = -2$.

Обратимся к зависимости эффективного магнитного поля, представленной на Рис. 4.9б. Ярко выраженный максимум наблюдается при возбуждении ППП золото/воздух и также смещается в сторону коротких длин волн при уменьшении толщины. Большие значения эффективного магнитного поля также наблюдаются при возбуждении волноводных мод. Ранее отмечалось, что статическое эффективное поле характерно для любых ТМ волн, в том числе и для волноводных мод. Однако стоит отметить, что эти возбуждения распределены по всей толщине волноводного слоя, и не

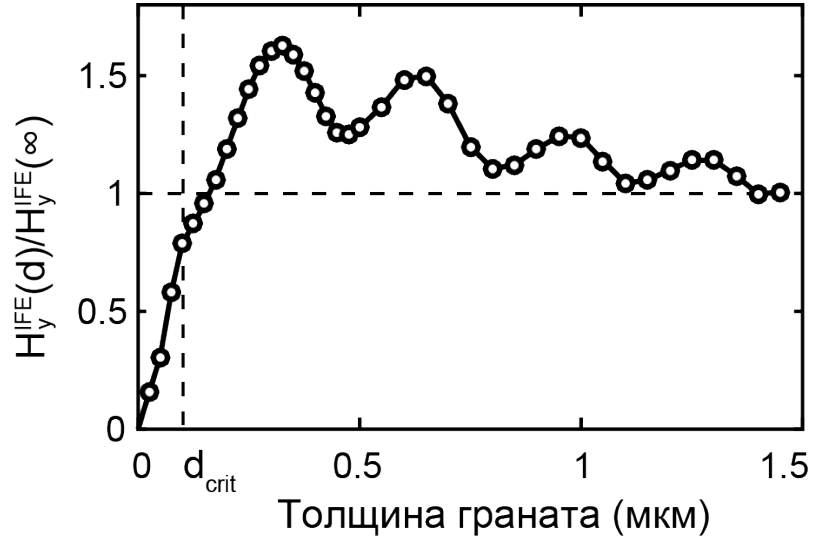


Рис. 4.10. Зависимость максимального значения усредненного эффективного поля при возбуждении ППП золото/феррит-гранат (Рис. 4.9б, черная пунктирная кривая) от толщины слоя феррит-граната. Зависимость нормирована на величину эффективного поля при полубесконечном слое феррит-граната.

интересны в данном рассмотрении. При возбуждении ППП золото/феррит-гранат порядка дифракции $m = -2$ наблюдаются большие отрицательные значения эффективного поля (знаки полей для двух ППП разных порядков противоположны из-за различных направлений распространения соответствующих возбуждений, Рис. 4.2в,г), однако картина сильно усложняется из-за пересечений с особенностями, связанными с возбуждением волноводных мод.

Для каждого значения толщины граната были определены максимальные значения эффективного статического магнитного поля при возбуждении ППП золото/феррит-гранат. На Рис. 4.10 представлена полученная зависимость $H_y^{IFE}(d)$, нормированная на величину эффективного поля, определенную для полубесконечного слоя феррит-граната $H_y^{IFE}(\text{inf})$ (Рис. 4.2). Значение эффективного магнитного поля начинает резко уменьшаться при толщинах меньше $d_{\text{crit}} = 100$ нм. Такое поведение логично, так как на таком же масштабе локализуется эффективное поле в полубесконечном слое граната. Периодические модуляции в зависимости связаны, по всей видимости, с интерференционными эффектами в тонкой пленке феррит-граната. Полученная зависимость указывает, что рассматриваемые эффекты возбуждения прецессии намагниченности можно наблюдать в пленке граната с толщиной порядка 100 нм, что близко к

масштабам бита информации в современных устройствах записи (≈ 30 нм).

§ 4.3. Выводы по Главе 4

1. Описан механизм обратного эффекта Фарадея при возбуждении ППП в МПК золото/магнитный диэлектрик. Проведены численные расчеты распределения эффективного магнитного поля ППП и продемонстрирована теоретическая локализация прецессии намагниченности в приповерхностном слое 100 нм.
2. Экспериментально показано, что эффективность возбуждения высокочастотной прецессии (обменная мода) в МПК золото/феррит-гранат увеличивается в 4×10^2 раз по сравнению с нерезонансным возбуждением циркулярной накачкой.
3. Численно продемонстрирована возможность управления динамикой намагниченности в тонкой пленке (100 нм) ферромагнитного диэлектрика

Заключение

Диссертационная работа описывает исследования, проведенные при изучении линейного и нелинейного отклика одномерных магнитоплазмонных кристаллов (МПК) со структурой золото/феррит-гранат при резонансном возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) и волноводных мод. Для таких структур изучена динамика намагниченности в магнитном диэлектрике при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов. Получены следующие основные результаты:

1. Исследованы частотно-угловые спектры пропускания одномерных МПК, изготовленных методом комбинированного ионно-лучевого травления в виде полос золота на поверхности феррит-граната с периодом от 450 до 850 нм и шириной просветов между ними от 80 до 200 нм. Показано, что спектры пропускания МПК в зависимости от геометрических параметров структуры содержат целый ряд особенностей, связанных с возбуждением ППП на границах раздела золото/воздух и золото/феррит-гранат, а также волноводных мод в слое феррит-граната, вплоть до третьего порядка, что отражает высокое качество периодической структуры МПК. Продemonстрировано резонансное усиление нечетного интенсивностного магнитооптического эффекта при возбуждении ППП золото/феррит-гранат и волноводных мод в слое граната, максимальные значения магнитного контраста составили, соответственно, 7×10^{-3} и 3×10^{-3} для структур с периодом 450 нм и шириной канавок 100 нм.
2. Обнаружены резонансные особенности в частотно-угловых спектрах интенсивности генерации второй гармоники (ГВГ) в МПК, связанные с эффектами локализации электромагнитного поля при возбуждении ППП и волноводных мод. С использованием методов спектроскопии экваториального нелинейного магнитооптического эффекта и интерферометрии магнитоиндуцированной второй гармоники (ВГ) показано, что усиление нелинейного магнитного контраста до 25% при

возбуждении ППП на границе раздела золото/феррит-гранат обусловлено различием спектральных зависимостей амплитуды и фазы магнитоиндуцированной и немагнитной составляющих поля ВГ в окрестности резонанса ППП.

3. Исследованы механизмы возникновения асимметрии спектров интенсивности ГВГ по отношению к углу падения излучения накачки и ее усиления при возбуждении ППП на анизотропной границе раздела золото/феррит-гранат в магнитоплазмонном кристалле. Показано, что максимальная величина углового контраста достигает величины 95%. Методом интерферометрии второй гармоники показано, что данный эффект связан с фазовой модуляцией локального поля на частоте накачки при взаимодействии с резонансным МПК.
4. Методом накачка-зондирование исследовано влияние возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов на высокочастотную обменную моду прецессии в ферромагнитном диэлектрике - железо-висмутовом гранате, допированном ионами Gd и Yb (GdYbBIG). Экспериментально и с помощью численных расчетов показано, что локализация электромагнитного поля при возбуждении ППП приводит к усилению обратного эффекта Фарадея в приповерхностном слое GdYbBIG и эффективному возбуждению обменной моды с частотой 0.41 ТГц, фаза которой в резонансных условиях изменяется на π . Численные расчеты распределения эффективного магнитного поля в МПК указывают на локализацию возбуждения динамики намагниченности в приповерхностном слое толщиной 100 нм и увеличении эффективности возбуждения в 4×10^2 раз по сравнению с возбуждением обменной моды циркулярной накачкой в нерезонансных условиях.

Результаты диссертационной работы были опубликованы в статьях [144, 156–160] и в тезисах научных конференций.

В заключение я хочу выразить благодарность людям, без которых выполнение этой работы было бы невозможно. Большое спасибо моему научному руководителю Татьяне Владимировне Мурзиной не только за постоянную помощь и участие в моей работе, но и за теплую человеческую поддержку. Спасибо Виктору Крутянскому, а также всему коллективу лаборатории «Нелинейной оптики наноструктур и фотонных кристаллов» за командный дух и надежную опору.

Большая благодарность Александру Ивановичу Стогнию за предоставление образцов магнитоплазмонных кристаллов.

Я благодарен Андрею Мажиевскому и Андрею Ступакевичу из Университета Белостока за возможность работы в их группе.

Спасибо Илье Раздольскому за продуктивную совместную работу над многими проектами.

Спасибо Андрею Кирилюку и Тео Разингу за поддержку моего визита в Университет Неймегена.

Спасибо моей семье за постоянную мотивацию и ценные советы. И огромное спасибо Даше, которая поддерживала и верила в меня на протяжении этого трудного пути.

Литература

1. *Raether H.* Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings. Springer tracts in modern physics no. v. 111. — Springer, 1988.
2. *Gramotnev D. K., Bozhevolnyi S. I.* Plasmonics beyond the diffraction limit // *Nature Photonics*. — 2010. — Vol. 4. — Pp. 83 EP —.
3. *Zhang J., Zhang L.* Nanostructures for surface plasmons // *Adv. Opt. Photon.* — 2012. — Vol. 4, no. 2. — Pp. 157–321.
4. *Belotelov V. I., Akimov I. A., Pohl M., Kotov V. A., Kasture S., Vengurlekar A. S., Gopal A. V., Yakovlev D. R., Zvezdin A. K.* Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals // *Nature Nanotechnology*. — 2011. — Vol. 6. — Pp. 370 EP —.
5. *Armelles G., Cebollada A., García-Martín A., González M. U.* Magnetoplasmonics: Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities // *Advanced Optical Materials*. — 2013. — Vol. 1, no. 1. — Pp. 10–35.
6. *Pellegrini G., Bonanni V., Campo G., Pineider F., Sangregorio C., de Julián Fernández C., Casoli F., Manera M. G., Rella R.* Magnetoplasmonics // *Encyclopedia of Nanotechnology* / Ed. by B. Bhushan. — Dordrecht: Springer Netherlands, 2014.
7. *Kauranen M., Zayats A. V.* Nonlinear plasmonics // *Nature Photonics*. — 2012. — Vol. 6. — Pp. 737 EP —.
8. *Shen Y.* The Principles of Nonlinear Optics. Pure & Applied Optics Series: 1-349. — Wiley, 1984.
9. *Zheng W., Liu X., Hanbicki A. T., Jonker B. T., Lüpke G.* Nonlinear magneto-plasmonics // *Optical Materials Express*. — 2015. — Vol. 5, no. 11. — Pp. 2597–2607.
10. *Grunin A. A., Zhdanov A. G., Ezhov A. A., Ganshina E. A., Fedyanin A. A.* Surface-plasmon-induced enhancement of magneto-optical

- Kerr effect in all-nickel subwavelength nanogratings // *Applied Physics Letters*. — 2010. — Vol. 97, no. 26. — P. 261908.
11. *Razdolski I., Gheorghe D. G., Melander E., Hjörvarsson B., Patoka P., Kimel A. V., Kirilyuk A., Papaioannou E. T., Rasing T.* Nonlocal non-linear magneto-optical response of a magnetoplasmonic crystal // *Phys. Rev. B*. — 2013. — Vol. 88. — P. 075436.
 12. *Pitaevskii L.* Electric forces in a transparent dispersive medium // *Sov. Phys. JETP*. — 1961. — Vol. 12, no. 5. — Pp. 1008–1013.
 13. *Hansteen F., Kimel A., Kirilyuk A., Rasing T.* Nonthermal ultrafast optical control of the magnetization in garnet films // *Phys. Rev. B*. — 2006. — Vol. 73. — P. 014421.
 14. *Parchenko S., Stupakiewicz A., Yoshimine I., Satoh T., Maziewski A.* Wide frequencies range of spin excitations in a rare-earth Bi-doped iron garnet with a giant faraday rotation // *Applied Physics Letters*. — 2013. — Vol. 103, no. 17. — P. 172402.
 15. *Stupakiewicz A., Szerenos K., Afanasiev D., Kirilyuk A., Kimel A. V.* Ultrafast nonthermal photo-magnetic recording in a transparent medium // *Nature*. — 2017. — Vol. 542. — Pp. 71 EP –.
 16. *Shelukhin L. A., Pavlov V. V., Usachev P. A., Shamray P. Y., Pisarev R. V., Kalashnikova A. M.* Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in a low-symmetry iron garnet film // *Phys. Rev. B*. — 2018. — Vol. 97. — P. 014422.
 17. *Belotelov V. I., Bezus E. A., Doskolovich L. L., Kalish A. N., Zvezdin A. K.* Inverse Faraday effect in plasmonic heterostructures // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2010. — Vol. 200, no. 9. — P. 092003.
 18. *Wood R. W.* On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum // *Proceedings of the Physical Society of London*. — 1902. — Vol. 18, no. 1. — P. 269.
 19. *Johnson P. B., Christy R. W.* Optical constants of the noble metals // *Phys. Rev. B*. — 1972. — Vol. 6. — Pp. 4370–4379.

20. *Doormann V., Krumme J. P., Klages C. P., Erman M.* Measurement of the refractive index and optical absorption spectra of epitaxial bismuth substituted yttrium iron garnet films at UV to near-IR wavelengths // *Applied Physics A.* — 1984. — Vol. 34, no. 4. — Pp. 223–230.
21. *Рандошкин В., Зенков А.* Прикладная магнитооптика. — Энергоатомиздат Москва, 1990.
22. *Otto A.* Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection // *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei.* — 1968. — Vol. 216, no. 4. — Pp. 398–410.
23. *Kretschmann E., Raether H.* Radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light // *Zeitschrift für Naturforschung A.* — 1968. — Vol. 23, no. 12. — Pp. 2135–2136
24. *Ebbesen T. W., Lezec H. J., Ghaemi H. F., Thio T., Wolff P. A.* Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays // *Nature.* — 1998. — Vol. 391. — Pp. 667 EP –.
25. *Fano U.* Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts // *Phys. Rev.* — 1961. — Vol. 124. — Pp. 1866–1878.
26. *Pacifici D., Lezec H. J., Atwater H. A., Weiner J.* Quantitative determination of optical transmission through subwavelength slit arrays in Ag films: Role of surface wave interference and local coupling between adjacent slits // *Phys. Rev. B.* — 2008. — Vol. 77. — P. 115411.
27. *Janssen O., Urbach H., 't Hooft G.* On the phase of plasmons excited by slits in a metal film // *Opt. Express.* — 2006. — Vol. 14, no. 24. — Pp. 11823–11832.
28. *Bozhevolnyi S.* Plasmonic Nanoguides and Circuits (Singapore: Pan Stanford). — Singapore: Pan Stanford, 2009.
29. *Devaux E., Laluet J.-Y., Stein B., Genet C., Ebbesen T., Weeber J.-C., Dereux A.* Refractive micro-optical elements for surface plasmons: from classical to gradient index optics // *Optics Express.* — 2010. — Vol. 18, no. 20. — Pp. 20610–20619.

30. *Altewischer E., van Exter M. P., Woerdman J. P.* Plasmon-assisted transmission of entangled photons // *Nature*. — 2002. — Vol. 418. — Pp. 304 EP —.
31. *Akimov A. V., Mukherjee A., Yu C. L., Chang D. E., Zibrov A. S., Hemmer P. R., Park H., Lukin M. D.* Generation of single optical plasmons in metallic nanowires coupled to quantum dots // *Nature*. — 2007. — Vol. 450. — Pp. 402 EP —.
32. *Berini P.* Long-range surface plasmon polaritons // *Adv. Opt. Photon.* — 2009. — Vol. 1, no. 3. — Pp. 484–588.
33. *Сударкин А., Демкович П.* Возбуждение пэв на границе металла с усиливающей средой // *Журнал Технической Физики*. — 1989. — Vol. 59, no. 7. — P. 86.
34. *Noginov M. A., Podolskiy V. A., Zhu G., Mayy M., Bahoura M., Adegoke J. A., Ritzo B. A., Reynolds K.* Compensation of loss in propagating surface plasmon polariton by gain in adjacent dielectric medium // *Opt. Express*. — 2008. — Vol. 16, no. 2. — Pp. 1385–1392.
35. *Sirtori C., Gmachl C., Capasso F., Faist J., Sivco D. L., Hutchinson A. L., Cho A. Y.* Long-wavelength ($\lambda \approx 8 - 11.5$ m) semiconductor lasers with waveguides based on surface plasmons // *Opt. Lett.* — 1998. — Vol. 23, no. 17. — Pp. 1366–1368.
36. *Grunin A., Mukha I., Chetvertukhin A., Fedyanin A.* Refractive index sensor based on magnetoplasmonic crystals // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2016. — Vol. 415. — Pp. 72–76.
37. *Ignatyeva D. O., Knyazev G. A., Kapralov P. O., Dietler G., Sekatskii S. K., Belotelov V. I.* Magneto-optical plasmonic heterostructure with ultranarrow resonance for sensing applications // *Scientific Reports*. — 2016. — Vol. 6. — Pp. 28077 EP —.
38. *Schaadt D. M., Feng B., Yu E. T.* Enhanced semiconductor optical absorption via surface plasmon excitation in metal nanoparticles // *Applied Physics Letters*. — 2005. — Vol. 86, no. 6. — P. 063106.

39. *Atwater H. A., Polman A.* Plasmonics for improved photovoltaic devices // *Nature Materials*. — 2010. — Vol. 9. — Pp. 205 EP –.
40. *Simon H. J., Mitchell D. E., Watson J. G.* Optical second-harmonic generation with surface plasmons in silver films // *Phys. Rev. Lett.* — 1974. — Vol. 33. — Pp. 1531–1534.
41. *Zvezdin A., Kotov V. A.* Modern magnetooptics and magnetooptical materials. — CRC Press, 1997.
42. *Faraday M.* On the magnetization of light and the illumination of magnetic lines of force. — Royal Society, 1846.
43. *Дружинин А., Лобов И., Маевский В., Болотин Г.* Частотная дисперсия и угловая зависимость экваториального эффекта изменения интенсивности прошедшего света в пленках железа и кобальта // *Физика металлов и металловедение*. — 1983. — Vol. 56. — P. 58.
44. *Bonanni V., Bonetti S., Pakizeh T., Pirzadeh Z., Chen J., Nogués J., Vavassori P., Hillenbrand R., Åkerman J.* Designer magnetoplasmonics with nickel nanoferrromagnets // *Nano Letters*. — 2011. — Vol. 11, no. 12. — Pp. 5333–5338. — PMID: 22029387.
45. *Jain P. K., Xiao Y., Walsworth R., Cohen A. E.* Surface plasmon resonance enhanced magneto-optics (supremo): Faraday Rotation Enhancement in Gold-Coated Iron Oxide Nanocrystals // *Nano Letters*. — 2009. — Vol. 9, no. 4. — Pp. 1644–1650. — PMID: 19351194.
46. *Колмычек И., Шайманов А., Барышев А., Мурзина Т.* Исследование магнитооптического отклика двумерных магнитных плазмонных структур на основе золотых нанодисков в слое феррит-граната // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 2015. — Vol. 102, no. 1. — Pp. 50–55.
47. *Armelles G., Cebollada A., García-Martín A., García-Martín J. M., González M. U., González-Díaz J. B., Ferreiro-Vila E., Torrado J. F.* Magnetoplasmonic nanostructures: systems supporting both plasmonic and magnetic properties // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. — 2009. — Vol. 11, no. 11. — P. 114023.

48. Wang L., Clavero C., Huba Z., Carroll K. J., Carpenter E. E., Gu D., Lukaszew R. A. Plasmonics and enhanced magneto-optics in core-shell Co-Ag nanoparticles // *Nano Letters*. — 2011. — Vol. 11, no. 3. — Pp. 1237–1240. — PMID: 21319843.
49. Tomita S., Kato T., Tsunashima S., Iwata S., Fujii M., Hayashi S. Magneto-optical kerr effects of yttrium-iron garnet thin films incorporating gold nanoparticles // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 96. — P. 167402.
50. Fujikawa R., Baryshev A. V., Kim J., Uchida H., Inoue M. Contribution of the surface plasmon resonance to optical and magneto-optical properties of a Bi:YIG-Au nanostructure // *Journal of Applied Physics*. — 2008. — Vol. 103, no. 7. — P. 07D301.
51. Baryshev A. V., Uchida H., Inoue M. Peculiarities of plasmon-modified magneto-optical response of gold/garnet structures // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 2013. — Vol. 30, no. 9. — Pp. 2371–2376.
52. Chu Y., Schonbrun E., Yang T., Crozier K. B. Experimental observation of narrow surface plasmon resonances in gold nanoparticle arrays // *Applied Physics Letters*. — 2008. — Vol. 93, no. 18. — P. 181108.
53. Linden S., Kuhl J., Giessen H. Controlling the interaction between light and gold nanoparticles: Selective Suppression of Extinction // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 86. — Pp. 4688–4691.
54. Christ A., Tikhodeev S. G., Gippius N. A., Kuhl J., Giessen H. Waveguide-plasmon polaritons: Strong Coupling of Photonic and Electronic Resonances in a Metallic Photonic Crystal Slab // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 91. — P. 183901.
55. Chin J. Y., Steinle T., Wehlus T., Dregely D., Weiss T., Belotelov V. I., Stritzker B., Giessen H. Nonreciprocal plasmonics enables giant enhancement of thin-film Faraday rotation // *Nature Communications*. — 2013. — Vol. 4. — Pp. 1599 EP –.
56. Floess D., Chin J. Y., Kawatani A., Dregely D., Haberman H.-U., Weiss T., Giessen H. Tunable and switchable polarization rotation with non-reciprocal plasmonic thin films at designated wavelengths // *Light: Science & Applications*. — 2015. — Vol. 4. — Pp. e284 EP –.

57. Belotelov V. I., Bykov D. A., Doskolovich L. L., Kalish A. N., Zvezdin A. K. Giant transversal Kerr effect in magneto-plasmonic heterostructures: The scattering-matrix method // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. — 2010. — Vol. 110, no. 5. — Pp. 816–824.
58. Newman D. M., Wears M. L., Matelon R. J., McHugh D. Non-linear optics and magneto-optics on nano-structured interfaces // *Applied Physics B*. — 2002. — Vol. 74, no. 7. — Pp. 719–722.
59. Temnov V. V., Armelles G., Woggon U., Guzatov D., Cebollada A., Garcia-Martin A., Garcia-Martin J.-M., Thomay T., Leitenstorfer A. Active magneto-plasmonics in hybrid metal–ferromagnet structures // *Nature Photonics*. — 2010. — Vol. 4. — Pp. 107 EP –.
60. Belotelov V. I., Doskolovich L. L., Zvezdin A. K. Extraordinary magneto-optical effects and transmission through metal-dielectric plasmonic systems // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98. — P. 077401.
61. Wurtz G. A., Hendren W., Pollard R., Atkinson R., Guyader L. L., Kirilyuk A., Rasing T., Smolyaninov I. I., Zayats A. V. Controlling optical transmission through magneto-plasmonic crystals with an external magnetic field // *New Journal of Physics*. — 2008. — Vol. 10, no. 10. — P. 105012.
62. Khanikaev A. B., Mousavi S. H., Shvets G., Kivshar Y. S. One-way extraordinary optical transmission and nonreciprocal spoof plasmons // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105. — P. 126804.
63. Vinogradov A. P., Dorofeenko A. V., Erokhin S. G., Inoue M., Lisiansky A. A., Merzlikin A. M., Granovsky A. B. Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces // *Phys. Rev. B*. — 2006. — Vol. 74. — P. 045128.
64. Goto T., Dorofeenko A. V., Merzlikin A. M., Baryshev A. V., Vinogradov A. P., Inoue M., Lisiansky A. A., Granovsky A. B. Optical Tamm states in one-dimensional magnetophotonic structures // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 101. — P. 113902.

65. *Baryshev A. V., Kawasaki K., Lim P. B., Inoue M.* Interplay of surface resonances in one-dimensional plasmonic magnetophotonic crystal slabs // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 85. — P. 205130.
66. *Franken P. A., Hill A. E., Peters C. W., Weinreich G.* Generation of optical harmonics // *Phys. Rev. Lett.* — 1961. — Vol. 7. — Pp. 118–119.
67. *Пилипецкий Н., Рустамов А.* Наблюдение самофокусировки света в жидкостях // *Письма в ЖЭТФ.* — 1965. — Vol. 2, no. 2. — Pp. 88–90.
68. *Lallemant P., Bloembergen N.* Self-focusing of laser beams and stimulated raman gain in liquids // *Phys. Rev. Lett.* — 1965. — Vol. 15. — Pp. 1010–1012.
69. *Клышко Д., Пенин А., Поливанов Б.* Параметрическая люминисценция и рассеяние света на поляритонах // *Письма в ЖЭТФ.* — 1970. — Vol. 2. — Pp. 11–14.
70. *Boyd R. W.* Nonlinear optics. — Academic press, 2003.
71. *Клышко Д. Н., Рухадзе А. А.* Физические основы квантовой электроники. — Наука, 1986.
72. *Terhune R. W., Maker P. D., Savage C. M.* Optical harmonic generation in calcite // *Phys. Rev. Lett.* — 1962. — Vol. 8. — Pp. 404–406.
73. *Bloembergen N., Chang R. K., Jha S. S., Lee C. H.* Optical second-harmonic generation in reflection from media with inversion symmetry // *Phys. Rev.* — 1968. — Vol. 174. — Pp. 813–822.
74. *Shen Y. R.* Optical second harmonic generation at interfaces // *Annual Review of Physical Chemistry.* — 1989. — Vol. 40, no. 1. — Pp. 327–350.
75. *Guyot-Sionnest P., Shen Y. R.* Bulk contribution in surface second-harmonic generation // *Phys. Rev. B.* — 1988. — Vol. 38. — Pp. 7985–7989.
76. *Bottomley D. J., Lüpke G., Meyer C., Makita Y.* Exact separation of surface and bulk contributions to anisotropic second-harmonic generation from cubic centrosymmetric media // *Optics Letters.* — 1995. — Vol. 20, no. 5. — Pp. 453–455.

77. *Sato K., Kodama A., Miyamoto M., Petukhov A. V., Takanashi K., Mitani S., Fujimori H., Kirilyuk A., Rasing T.* Anisotropic magnetization-induced second harmonic generation in Fe/Au superlattices // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Vol. 64. — P. 184427.
78. *Chen C. K., Heinz T. F., Ricard D., Shen Y. R.* Detection of molecular monolayers by optical second-harmonic generation // *Phys. Rev. Lett.* — 1981. — Vol. 46. — Pp. 1010–1012.
79. *Corn R. M., Higgins D. A.* Optical second harmonic generation as a probe of surface chemistry // *Chemical Reviews.* — 1994. — Vol. 94, no. 1. — Pp. 107–125.
80. *Bykov A. Y., Murzina T. V., Olivier N., Wurtz G. A., Zayats A. V.* Coherent lattice dynamics in topological insulator Bi_2Te_3 probed with time-resolved optical second-harmonic generation // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 92. — P. 064305.
81. *Heinz T. F., Loy M. M. T., Thompson W. A.* Study of Si(111) surfaces by optical second-harmonic generation: Reconstruction and Surface Phase Transformation // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — Vol. 54. — Pp. 63–66.
82. *McGlip J. F., Yeh Y.* Probing the buried metal-semiconductor interface by optical second harmonic generation: Au on Si(1 1 1) and Si(1 0 0) // *Solid State Communications.* — 1986. — Vol. 59, no. 2. — Pp. 91–94.
83. *Pan R.-P., Wei H. D., Shen Y. R.* Optical second-harmonic generation from magnetized surfaces // *Phys. Rev. B.* — 1989. — Vol. 39. — Pp. 1229–1234.
84. *Bennemann K.* Theory for nonlinear magnetooptics in metals // *Journal of magnetism and magnetic materials.* — 1999. — Vol. 200, no. 1-3. — Pp. 679–705.
85. *Hubner W., Bennemann K.* Nonlinear magneto-optical kerr effect on a nickel surface // *Phys. Rev. B.* — 1989. — Vol. 40. — Pp. 5973–5979.
86. *Pershan P. S.* Nonlinear optical properties of solids: Energy Considerations // *Phys. Rev.* — 1963. — Vol. 130. — Pp. 919–929.

87. *Chang R. K., Ducuing J., Bloembergen N.* Relative phase measurement between fundamental and second-harmonic light // *Phys. Rev. Lett.* — 1965. — Vol. 15. — Pp. 6–8.
88. *Kemnitz K., Bhattacharyya K., Hicks J., Pinto G., Eisenthal B., Heinz T.* The phase of second-harmonic light generated at an interface and its relation to absolute molecular orientation // *Chemical Physics Letters.* — 1986. — Vol. 131, no. 4-5. — Pp. 285–290
89. *Stolle R., Veenstra K. J., Manders F., Rasing T., van den Berg H., Persat N.* Breaking of time-reversal symmetry probed by optical second-harmonic generation // *Phys. Rev. B.* — 1997. — Vol. 55. — Pp. R4925–R4930.
90. *Murzina T. V., Kolmychek I. A., Nikulin A. A., Gan'shina E. A., Aktsipetrov O. A.* Plasmonic and magnetic effects accompanying optical second-harmonic generation in Au/Co/Au nanodisks // *JETP Letters.* — 2009. — Vol. 90, no. 7. — Pp. 504–508.
91. *Rasing T.* Nonlinear magneto-optics // *Journal of magnetism and magnetic materials.* — 1997. — Vol. 175, no. 1-2. — Pp. 35–50
92. *Kirilyuk A.* Nonlinear optics in application to magnetic surfaces and thin films // *Journal of Physics D: Applied Physics.* — 2002. — Vol. 35, no. 21. — P. R189.
93. *Aktsipetrov O. A.* Surface nonlinear optics and nonlinear magneto-optics at moscow state university [invited] // *Journal of the Optical Society of America B.* — 2011. — Vol. 28, no. 12. — Pp. A27–A37.
94. *Reif J., Zink J. C., Schneider C.-M., Kirschner J.* Effects of surface magnetism on optical second harmonic generation // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — Vol. 67. — Pp. 2878–2881.
95. *Aktsipetrov O. A., Esikov O. V. B. D. A.* Nonlinear optics of gyrotropic media: second harmonic generation in rare-earth iron garnets // *Soviet Journal of Quantum Electronics.* — 1990. — Vol. 20, no. 3. — P. 259.
96. *Wierenga H. A., Prins M. W. J., Abraham D. L., Rasing T.* Magnetization-induced optical second-harmonic generation: A probe for

- interface magnetism // *Phys. Rev. B.* — 1994. — Vol. 50. — Pp. 1282–1285.
97. *Wierenga H. A., de Jong W., Prins M. W. J., Rasing T., Vollmer R., Kirilyuk A., Schwabe H., Kirschner J.* Interface magnetism and possible quantum well oscillations in ultrathin Co/Cu films observed by magnetization induced second harmonic generation // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — Vol. 74. — Pp. 1462–1465.
 98. *Hohlfeld J., Matthias E., Knorren R., Bennemann K. H.* Nonequilibrium magnetization dynamics of nickel // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Vol. 78. — Pp. 4861–4864.
 99. *Crawford T. M., Silva T. J., Teplin C. W., Rogers C. T.* Subnanosecond magnetization dynamics measured by the second-harmonic magneto-optic Kerr effect // *Applied Physics Letters.* — 1999. — Vol. 74, no. 22. — Pp. 3386–3388.
 100. *Kim E. M., Elovikov S. S., Murzina T. V., Nikulin A. A., Akt-sipetrov O. A., Bader M. A., Marowsky G.* Surface-enhanced optical third-harmonic generation in Ag island films // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 95. — P. 227402.
 101. *Nappa J., Russier-Antoine I., Benichou E., Jonin C., Brevet P. F.* Second harmonic generation from small gold metallic particles: From the dipolar to the quadrupolar response // *The Journal of Chemical Physics.* — 2006. — Vol. 125, no. 18. — P. 184712.
 102. *Park I.-Y., Kim S., Choi J., Lee D.-H., Kim Y.-J., Kling M. F., Stockman M. I., Kim S.-W.* Plasmonic generation of ultrashort extreme-ultraviolet light pulses // *Nature Photonics.* — 2011. — Vol. 5. — Pp. 677 EP –.
 103. *Valev V. K., Smisdom N., Silhanek A. V., De Clercq B., Gillijns W., Ameloot M., Moshchalkov V. V., Verbiest T.* Plasmonic ratchet wheels: Switching Circular Dichroism by Arranging Chiral Nanostructures // *Nano Letters.* — 2009. — Vol. 9, no. 11. — Pp. 3945–3948.
 104. *Mamonov E. A., Kolmychek I. A., Vandendriessche S., Hojeij M., Ekin-ci Y., Valev V. K., Verbiest T., Murzina T. V.* Anisotropy versus cir-

- cular dichroism in second harmonic generation from fourfold symmetric arrays of g-shaped nanostructures // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 89. — P. 121113.
105. *Davoyan A. R., Shadrivov I. V., Kivshar Y. S.* Self-focusing and spatial plasmon-polariton solitons // *Optics Express.* — 2009. — Vol. 17, no. 24. — Pp. 21732–21737.
 106. *Wurtz G. A., Pollard R., Hendren W., Wiederrecht G. P., Gosztola D. J., Podolskiy V. A., Zayats A. V.* Designed ultrafast optical nonlinearity in a plasmonic nanorod metamaterial enhanced by nonlocality // *Nature Nanotechnology.* — 2011. — Vol. 6. — Pp. 107 EP –.
 107. *Coutaz J. L., Neviere M., Pic E., Reinisch R.* Experimental study of surface-enhanced second-harmonic generation on silver gratings // *Phys. Rev. B.* — 1985. — Vol. 32. — Pp. 2227–2232.
 108. *Reinisch R., Neviere M., Akhouayri H., Coutaz J., Maystre D., Pic E.* Grating enhanced second harmonic generation through electromagnetic resonances // *Optical Engineering.* — 1988. — Vol. 27, no. 11. — P. 271161.
 109. *Quail J. C., Simon H. J.* Second-harmonic generation from a silver grating with surface plasmons // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1988. — Vol. 5, no. 2. — Pp. 325–329.
 110. *Agarwal G., Jha S.* Theory of second harmonic generation at a metal surface with surface plasmon excitation // *Solid State Communications.* — 1982. — Vol. 41, no. 6. — Pp. 499 – 501.
 111. *Reinisch R., Nevière M.* Electromagnetic theory of diffraction in nonlinear optics and surface-enhanced nonlinear optical effects // *Phys. Rev. B.* — 1983. — Vol. 28. — Pp. 1870–1885.
 112. *Chen C. K., de Castro A. R. B., Shen Y. R.* Surface-enhanced second-harmonic generation // *Phys. Rev. Lett.* — 1981. — Vol. 46. — Pp. 145–148.
 113. *Wokaun A., Bergman J. G., Heritage J. P., Glass A. M., Liao P. F., Olson D. H.* Surface second-harmonic generation from metal island films and microlithographic structures // *Phys. Rev. B.* — 1981. — Vol. 24. — Pp. 849–856.

114. Акципетров О., Баранова И., Есиков Д., Никулин А., Фоминых Н. Гигантская вторая гармоника и размерные эффекты в ультрамалых металлических частицах // *Письма в ЖЭТФ*. — 1985.
115. Butet J., Duboisset J., Bachelier G., Russier-Antoine I., Benichou E., Jonin C., Brevet P.-F. Optical second harmonic generation of single metallic nanoparticles embedded in a homogeneous medium // *Nano Letters*. — 2010. — Vol. 10, no. 5. — Pp. 1717–1721.
116. Pu Y., Grange R., Hsieh C.-L., Psaltis D. Nonlinear optical properties of core-shell nanocavities for enhanced second-harmonic generation // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 104. — P. 207402.
117. Wunderlich S., Peschel U. Plasmonic enhancement of second harmonic generation on metal coated nanoparticles // *Opt. Express*. — 2013. — Vol. 21, no. 16. — Pp. 18611–18623.
118. Vance F. W., Lemon B. I., Hupp J. T. Enormous hyper-rayleigh scattering from nanocrystalline gold particle suspensions // *The Journal of Physical Chemistry B*. — 1998. — Vol. 102, no. 50. — Pp. 10091–10093.
119. Murzina T. V., Ganshina E. A., Guschin S. V., Misuryaev T. V., Aktsipetrov O. A. Nonlinear magneto-optical Kerr effect and second harmonic generation interferometry in Co–Cu granular films // *Applied Physics Letters*. — 1998. — Vol. 73, no. 25. — Pp. 3769–3771.
120. Murzina T. V., Misuryaev T. V., Kravets A. F., Güdde J., Schuhmacher D., Marowsky G., Nikulin A. A., Aktsipetrov O. A. Nonlinear magneto-optical Kerr effect and plasmon-assisted SHG in magnetic nanomaterials exhibiting giant magnetoresistance // *Surface Science*. — 2001. — Vol. 482–485. — Pp. 1101–1106.
121. Aktsipetrov O. A., Murzina T. V., Kim E. M., Kapra R. V., Fedyanin A. A., Inoue M., Kravets A. F., Kuznetsova S. V., Ivanchenko M. V. Magnetization-induced second- and third-harmonic generation in magnetic thin films and nanoparticles // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2005. — Vol. 22, no. 1. — Pp. 138–147.
122. Krutyanskiy V. L., Kolmychek I. A., Gan'shina E. A., Murzina T. V., Evans P., Pollard R., Stashkevich A. A., Wurtz G. A., Zayats A. V.

- Plasmonic enhancement of nonlinear magneto-optical response in nickel nanorod metamaterials // *Phys. Rev. B*. — 2013. — Vol. 87. — P. 035116.
123. Murzina T. V., Kolmychek I. A., Maydykovskiy A. I. Enhancement of the nonlinear effects in composite plasmonic nanoparticles // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2012. — Vol. 76, no. 2. — Pp. 174–176.
 124. Valev V. K., Silhanek A. V., Gillijns W., Jeyaram Y., Padubrouskaya H., Volodin A., Biris C. G., Panoiu N. C., De Clercq B. Plasmons reveal the direction of magnetization in nickel nanostructures // *ACS Nano*. — 2011. — Vol. 5, no. 1. — Pp. 91–96.
 125. Tessier G., Malouin C., Georges P., Brun A., Renard D., Pavlov V. V., Meyer P., Ferré J., Beauvillain P. Magnetization-induced second-harmonic generation enhanced by surface plasmons in ultrathin Au/Co/Au metallic films // *Applied Physics B*. — 1999. — Vol. 68, no. 3. — Pp. 545–548.
 126. Tessier G., Beauvillain P. Non linear optics and magneto-optics in ultrathin metallic films // *Applied surface science*. — 2000. — Vol. 164, no. 1-4. — Pp. 175–185.
 127. Zheng W., Hanbicki A. T., Jonker B. T., Lüpke G. Surface plasmon-enhanced transverse magnetic second-harmonic generation // *Optics Express*. — 2013. — Vol. 21, no. 23. — Pp. 28842–28848.
 128. Razdolski I., Makarov D., Schmidt O. G., Kirilyuk A., Rasing T., Temnov V. V. Nonlinear surface magnetoplasmonics in Kretschmann multilayers // *ACS Photonics*. — 2016. — Vol. 3, no. 2. — Pp. 179–183.
 129. Razdolski I., Parchenko S., Stupakiewicz A., Semin S., Stognij A., Maziewski A., Kirilyuk A., Rasing T. Second-harmonic generation from a magnetic buried interface enhanced by an interplay of surface plasma resonances // *ACS Photonics*. — 2015. — Vol. 2, no. 1. — Pp. 20–26.
 130. Kirilyuk A., Kimel A. V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order // *Rev. Mod. Phys.* — 2010. — Vol. 82. — Pp. 2731–2784.

131. *Beaurepaire E., Merle J.-C., Daunois A., Bigot J.-Y.* Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel // *Phys. Rev. Lett.* — 1996. — Vol. 76. — Pp. 4250–4253.
132. *Kampfrath T., Ulbrich R. G., Leuenberger F., Münzenberg M., Sass B., Felsch W.* Ultrafast magneto-optical response of iron thin films // *Phys. Rev. B.* — 2002. — Vol. 65. — P. 104429.
133. *Hohlfeld J., Gerrits T., Bilderbeek M., Rasing T., Awano H., Ohta N.* Fast magnetization reversal of GdFeCo induced by femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Vol. 65. — P. 012413.
134. *Stanciu C. D., Hansteen F., Kimel A. V., Kirilyuk A., Tsukamoto A., Itoh A., Rasing T.* All-optical magnetic recording with circularly polarized light // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99. — P. 047601.
135. *Kimel A. V., Kirilyuk A., Usachev P. A., Pisarev R. V., Balbashov A. M., Rasing T.* Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses // *Nature.* — 2005. — Vol. 435. — Pp. 655 EP —.
136. *Landau L., Lifshitz E.* On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // *Phys. Z. Sowjet.* — 1935. — Vol. 8, no. 153.
137. *Teale R. W., Temple D. W.* Photomagnetic anneal, a new magneto-optic effect, in Si-doped yttrium iron garnet // *Phys. Rev. Lett.* — 1967. — Vol. 19. — Pp. 904–905.
138. *Chizhik A. B., Davidenko I. I., Maziewski A., Stupakiewicz A.* High-temperature photomagnetism in Co-doped yttrium iron garnet films // *Phys. Rev. B.* — 1998. — Vol. 57. — Pp. 14366–14369.
139. *Ландау Л., Лифшиц Е.* Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. — Наука, 1982.
140. *Kalashnikova A. M., Kimel A. V., Pisarev R. V., Gridnev V. N., Kirilyuk A., Rasing T.* Impulsive generation of coherent magnons by linearly polarized light in the easy-plane antiferromagnet febo₃ // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99. — P. 167205.

141. *Challener W. A., Peng C., Itagi A. V., Karns D., Peng W., Peng Y., Yang X., Zhu X., Gokemeijer N. J.* Heat-assisted magnetic recording by a near-field transducer with efficient optical energy transfer // *Nature Photonics*. — 2009. — Vol. 3. — Pp. 220 EP —.
142. *Stipe B. C., Strand T. C., Poon C. C., Balamane H., Boone T. D., Kattine J. A., Li J.-L., Rawat V., Nemoto H.* Magnetic recording at 1.5 Pb m^{-2} using an integrated plasmonic antenna // *Nature Photonics*. — 2010. — Vol. 4. — Pp. 484 EP —.
143. *Hamidi S. M., Razavinia M., Tehranchi M. M.* Enhanced optically induced magnetization due to inverse Faraday effect in plasmonic nanostructures // *Optics Communications*. — 2015. — Vol. 338. — Pp. 240–245.
144. *Chekhov A. L., Krutyanskiy V. L., Ketsko V. A., Stognij A. I., Murzina T. V.* High-quality Au/BIG/GGG magnetoplasmonic crystals fabricated by a combined ion-beam etching technique // *Optical Materials Express*. — 2015. — Vol. 5, no. 7. — Pp. 1647–1652.
145. *Pashkevich M., Gieniusz R., Stognij A., Novitskii N., Maziewski A., Stupakiewicz A.* Formation of cobalt/garnet heterostructures and their magnetic properties // *Thin Solid Films*. — 2014. — Vol. 556. — Pp. 464–469.
146. *Москвин А., Зенков А.* Висмут-индуцированное усиление магнитооптики ферритов-гранатов. теоретический анализ // *Физика твердого тела*. — 2002. — Vol. 44, no. 10. — Pp. 1811–1818.
147. *Helseth L. E., Solovyev A. G., Hansen R. W., Il'yashenko E. I., Bazilevich M., Johansen T. H.* Faraday rotation and sensitivity of (100) bismuth-substituted ferrite garnet films // *Phys. Rev. B*. — 2002. — Vol. 66. — P. 064405.
148. *Кричевцов Б., Павлов В., Пусарев Р.* Гигантский линейный магнитоэлектрический эффект в пленках ферритов-гранатов // *Письма в ЖЭТФ*. — 1989. — Vol. 49, no. 8. — Pp. 466–469.
149. *Pisarev R. V., Krichevstov B. B., Gridnev V. N., Klin V. P., Frohlich D., Pahlke-Lerch C.* Optical second-harmonic generation in magnetic garnet thin films // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 1993. — Vol. 5, no. 45. — P. 8621.

150. *Pisarev R., Pavlov V., Kirilyuk A., Rasing T.* Nonlinear magneto-optics in garnets // *Journal of the Magnetism Society of Japan*. — 1996. — Vol. 20, no. S_1_MORIS_96. — Pp. S1_23–28.
151. *Maier S. A.* Plasmonics: fundamentals and applications. — Springer Science & Business Media, 2007.
152. *Reid A. H. M., Kimel A. V., Kirilyuk A., Gregg J. F., Rasing T.* Optical excitation of a forbidden magnetic resonance mode in a doped lutetium-iron-garnet film via the inverse Faraday effect // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105. — P. 107402.
153. *Satoh T., Terui Y., Moriya R., Ivanov B. A., Ando K., Saitoh E., Shimura T., Kuroda K.* Directional control of spin-wave emission by spatially shaped light // *Nature Photonics*. — 2012. — Vol. 6. — Pp. 662 EP –.
154. *Parchenko S., Satoh T., Yoshimine I., Stobiecki F., Maziewski A., Stupakiewicz A.* Non-thermal optical excitation of terahertz-spin precession in a magneto-optical insulator // *Applied Physics Letters*. — 2016. — Vol. 108, no. 3. — P. 032404.
155. *Kaplan J., Kittel C.* Exchange frequency electron spin resonance in ferrites // *The Journal of Chemical Physics*. — 1953. — Vol. 21, no. 4. — Pp. 760–761.
156. *Chekhov A. L., Krutyanskiy V. L., Shaimanov A. N., Stognij A. I., Murzina T. V.* Wide tunability of magnetoplasmonic crystals due to excitation of multiple waveguide and plasmon modes // *Opt. Express*. — 2014. — Vol. 22, no. 15. — Pp. 17762–17768.
157. *Krutyanskiy V. L., Chekhov A. L., Ketsko V. A., Stognij A. I., Murzina T. V.* Giant nonlinear magneto-optical response of magnetoplasmonic crystals // *Phys. Rev. B*. — 2015. — Vol. 91. — P. 121411.
158. *Chekhov A. L., Razdolski I., Kirilyuk A., Rasing T., Stognij A. I., Murzina T. V.* Surface plasmon-driven second-harmonic generation asymmetry in anisotropic plasmonic crystals // *Phys. Rev. B*. — 2016. — Vol. 93. — P. 161405.

159. Чехов А., Найденов П., Голикова О., Беспалов А., Стогний А., Мурзина Т. Магнитоплазмонные кристаллы: резонансные линейные и нелинейные магнитооптические эффекты // *Физика твердого тела*. — 2016. — Vol. 58, no. 11. — Pp. 2171–2174.
160. Chekhov A. L., Stognij A. I., Satoh T., Murzina T. V., Razdolski I., Stupakiewicz A. Surface plasmon-mediated nanoscale localization of laser-driven sub-THz spin dynamics in magnetic dielectrics // *Nano Letters*. — 2017.