

Федеральное Государственное Автономное Образовательное  
Учреждение Высшего Образования  
«Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта»  
Образовательно-научный кластер «Институт высоких технологий»

*На правах рукописи*

**Мурзин Дмитрий Валерьевич**

**Резонансный экваториальный эффект Керра в  
магнитоплазменных кристаллах на основе пермаллоя**

Специальность 1.3.12. Физика магнитных явлений

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук  
Беляев Виктор Константинович

Калининград – 2024

## Оглавление

<b>Введение.....</b>	<b>5</b>
<b>Глава I: Обзор литературы. ....</b>	<b>12</b>
1. Поверхностные плазмон-поляритоны в плазмонных кристаллах. ....	12
2. Магнитоплазмонные кристаллы – плазмонные кристаллы на основе магнитных материалов. ....	21
2.1. Магнитооптические эффекты .....	22
2.2. Экваториальный эффект Керра в магнитоплазмонных кристаллах .....	29
2.2.1. Экваториальный эффект Керра в одномерных магнитоплазмонных кристаллах .....	31
2.2.2. Экваториальный эффект Керра в двумерных магнитоплазмонных кристаллах .....	36
2.2.3. Магнитоплазмонные кристаллы на основе пермаллоя. ....	38
3. Магнитные свойства магнитоплазмонных кристаллов на основе поликристаллических ферромагнитных металлов. ....	40
3.1. Магнитные свойства одномерных магнитоплазмонных кристаллов. ....	40
3.2. Магнитные свойства двумерных магнитоплазмонных кристаллов. ....	45
4. Заключение к литературному обзору.....	48
<b>Глава II: Методы изготовления и изучения свойств магнитоплазмонных кристаллов на основе пермаллоя.....</b>	<b>49</b>
1. Методы создания одномерных и двумерных магнитоплазмонных кристаллов.....	49
1.1. Подготовка одномерных квази-синусоидальных и трапецеидальных дифракционных решеток методом механической резки. ....	49
1.2. Подготовка одномерных прямоугольных дифракционных решеток и двумерных дифракционных решеток методом электронно-лучевой литографии. ....	50
1.3. Создание магнитоплазмонных кристаллов методом магнетронного распыления.....	53

2. Методы характеристики изготовленных магнитоплазменных кристаллов...	55
2.1. Сканирующая электронная микроскопия.....	55
2.2. Энергодисперсионная спектроскопия. ....	56
2.3. Атомно-силовая микроскопия. ....	57
3. Методы исследования магнитных и оптических свойств магнитоплазменных кристаллов.....	58
3.1. Вибрационная магнитометрия. ....	58
3.2. Керр-магнитометрия. ....	59
3.3. Спектроскопия отражательной способности и экваториального эффекта Керра. ....	61
3.4. Численное моделирование отражательной способности и экваториального эффекта Керра.....	65

**Глава III: Результаты исследования магнитных и магнитооптических свойств магнитоплазменных кристаллов на основе пермаллоя.....66**

1. Экспериментальные образцы одномерных магнитоплазменных кристаллов с квази-синусоидальным и трапецеидальным профилем. ....	66
1.1. Морфология поверхности и элементный состав. ....	66
1.2. Магнитные свойства. ....	69
1.3. Спектроскопия коэффициента отражения и экваториального эффекта Керра. Полевые зависимости экваториального эффекта Керра. ....	78
2. Экспериментальные образцы одномерных магнитоплазменных кристаллов с прямоугольным профилем. ....	86
2.1. Морфология поверхности и элементный состав. ....	86
2.2. Магнитные свойства. ....	89
2.3. Спектроскопия коэффициента отражения и экваториального эффекта Керра. ....	92
3. Эффект Керра в двумерных магнитоплазменных кристаллах с квадратно упорядоченной решеткой и различным фактором заполнения.....	93

3.1. Влияние дозы экспонирования на период, форму узлов и фактор заполнения двумерных магнитоплазмонных кристаллов.....	93
3.2. Экспериментальные образцы двумерных магнитоплазмонных кристаллов для создания двухосевых сенсорных элементов.....	97
3.3. Фактор заполнения и элементный состав.....	98
3.4. Магнитные свойства. ....	101
3.5. Спектроскопия отражательной способности и экваториального эффекта Керра. Полевая зависимость экваториального эффекта Керра. ....	104
<b>Основные результаты и выводы.....</b>	<b>109</b>
<b>Список обозначений.....</b>	<b>112</b>
<b>Благодарности.....</b>	<b>113</b>
<b>Список литературы.....</b>	<b>114</b>

## Введение

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию усиления экваториального эффекта Керра в одномерных и двумерных магнитоплазмонных кристаллах, наблюдаемого при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов. В рамках работы рассматривается влияние морфологии и толщины ферромагнитного слоя магнитоплазмонных кристаллов на их оптические, магнитооптические и магнитные свойства, а также на полевые зависимости экваториального эффекта Керра. Под магнитоплазмонными кристаллами, рассмотренными в экспериментальной части данной работы, понимаются тонкие пленки из ферромагнитных металлов, обладающие периодической структурой с размерами порядка длины волны оптического излучения и поддерживающие возбуждение поверхностных плазмонных мод.

**Актуальность работы** обусловлена интересом к применению магнитоплазмонных кристаллов в устройствах, способных обнаруживать минимальные изменения в химическом составе или физических характеристиках среды. Например, в биомедицинских приложениях такие датчики могут быть использованы для мониторинга уровня глюкозы в крови или выявления определённых биомаркеров с чувствительностью, превосходящей аналогичные датчики, чувствительные элементы которых выполнены из плазмонных кристаллов на основе благородных металлов. Другим не менее актуальным направлением является применение магнитоплазмонных кристаллов в качестве чувствительных элементов датчиков магнитного поля, подходящих для измерения и визуализации локальных магнитных полей в областях магнитной дефектоскопии, биомедицины и характеристики микромагнитных систем.

В зависимости от геометрии измерения, принцип работы подобных чувствительных элементов основан на регистрации одного из магнитооптических эффектов, усиленного в узком диапазоне длин волн за счет возбуждения плазмонных мод в магнитоплазмонном кристалле. Ключевыми факторами, определяющими эффективность магнитоплазмонных кристаллов в данном направлении, являются: магнитные свойства, максимально достижимая величина магнитооптического эффекта, эффективность возбуждения и затухания поверхностных плазмон-поляритонов и величина оптических потерь в материале.

В настоящее время среди магнитоплазмонных кристаллов на основе ферромагнитных металлов активно исследуются образцы на основе железа и никеля. Первые демонстрируют наибольшие значения величин магнитооптических эффектов, а вторые обладают низкими оптическими потерями. Однако тесная взаимосвязь между оптическими, магнитными, плазмонными и магнитооптическими свойствами магнитоплазмонных кристаллов требует оптимизации всех свойств для конкретных прикладных областей путём подбора морфологии и состава подобных структур. С этой точки зрения, одним из интересных материалов для

изготовления магнитоплазмонных кристаллов является пермаллой – сплав железа и никеля  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ . Пермаллой является магнитомягким материалом с минимальной магнитокристаллической анизотропией и высокой магнитной проницаемостью  $\mu \sim 100000$ , а также намагниченностью насыщения порядка  $1200 \text{ э.м.е/см}^3$ , что меньше, чем у железа и кобальта, но больше, чем у никеля. Его применение предоставляет широкие возможности магнитоплазмонных кристаллов с требуемой анизотропией магнитных свойств, а также со сбалансированными оптическими и магнитооптическими свойствами.

Таким образом, оптимизация магнитных, оптических и магнитооптических свойств магнитоплазмонных кристаллов на основе пермаллоя для достижения требуемого усиления экваториального эффекта Керра в магнитоплазмонных кристаллах путем изменения их состава и морфологии является актуальной научной задачей.

**Цель работы:** экспериментальное исследование магнитных и оптических свойств, а также усиленного экваториального эффекта Керра в магнитоплазмонных кристаллах на основе одномерных дифракционных решеток с различной морфологией и двумерных квадратно упорядоченных дифракционных решёток с различным фактором заполнения.

Для достижения цели в работе были поставлены следующие **задачи:**

1) Изготовление, а также характеристика фазового состава и морфологии, одномерных магнитоплазмонных кристаллов на основе полимерных дифракционных решеток с различной морфологией, периодом и высотой профиля, и двумерных магнитоплазмонных кристаллов с квадратно упорядоченной решеткой, с последовательностью слоев  $\text{Ag/Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Si}_3\text{N}_4$ .

2) Исследование магнитных свойств магнитоплазмонных кристаллов в плоскости образцов. Определение основных механизмов перемагничивания магнитоплазмонных кристаллов.

3) Исследование спектральных зависимостей отражательной способности и магнитооптического экваториального эффекта Керра магнитоплазмонных кристаллов в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне длин волн. Установление влияния параметров магнитоплазмонных кристаллов на эффективность усиления экваториального эффекта Керра в диапазоне длин волн, соответствующем возбуждению поверхностных плазмон-поляритонов.

4) Сборка и автоматизация установки для исследования полевых зависимостей экваториального эффекта Керра одномерных и двумерных магнитоплазмонных кристаллов в переменном магнитном поле с убывающей амплитудой.

5) Определение морфологических параметров двумерных магнитоплазмонных кристаллов, позволяющих реализовать идентичные спектральные и полевые зависимости

экваториального эффекта Керра при перемагничивании образцов вдоль направлений двух векторов обратной решетки.

### **Положения, выносимые на защиту.**

1) Резонансно усиленный за счет возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов экваториальный эффект Керра в одномерных магнитоплазмонных кристаллах состава  $\text{Ag}(50 \text{ нм})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(5 - 20 \text{ нм})/\text{Si}_3\text{N}_4(20 \text{ нм})$  с периодом 320 нм немонотонно зависит от толщины ферромагнитного слоя с экстремумом при толщине 10 нм.

2) При увеличении высоты профиля с 28 нм до 88 нм в одномерных магнитоплазмонных кристаллах состава  $\text{Ag}(150 \text{ нм})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(150 \text{ нм})/\text{Si}_3\text{N}_4(20 \text{ нм})$  с периодом 500 нм экваториальный эффект Керра линейно возрастает в 2.4 раза, что сопровождается 8-кратным уменьшением коэффициента отражения.

3) В двумерных магнитоплазмонных кристаллах состава  $\text{Ag}(150 \text{ нм})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(150 \text{ нм})/\text{Si}_3\text{N}_4(20 \text{ нм})$  с квадратно упорядоченной решеткой величина резонансно усиленного за счет возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов экваториального эффекта Керра находится в немонотонной зависимости от фактора заполнения решетки с экстремумом при факторе заполнения 0.81.

4) Разработанный алгоритм подбора фактора заполнения двумерных магнитоплазмонных кристаллов состава  $\text{Ag}(150 \text{ нм})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(150 \text{ нм})/\text{Si}_3\text{N}_4(20 \text{ нм})$  с квадратно упорядоченной решеткой позволяет реализовать идентичные спектральные и полевые зависимости экваториального эффекта Керра при перемагничивании образцов вдоль направлений двух векторов обратной решетки, что необходимо для двухосевых сенсорных элементов.

### **Научная новизна работы.**

Впервые были проанализированы магнитные, оптические и магнитооптические свойства одномерных и двумерных магнитоплазмонных кристаллов на основе пермаллоя с различной морфологией, толщиной ферромагнитного слоя и количеством осей решетки.

Установлено влияние морфологии одномерных магнитоплазмонных кристаллов на процесс их перемагничивания вдоль трудной и лёгкой осей намагничивания. Увеличение периода и высоты профиля одномерных магнитоплазмонных кристаллов не влияет на основной механизм перемагничивания вдоль лёгкой оси намагничивания, в то время как перемагничивание вдоль трудной оси намагничивания обусловлено дипольным взаимодействием между различными областями профиля решётки, которое уменьшается при уменьшении высоты профиля и периода магнитоплазмонного кристалла. Оптимизация морфологии и толщины

ферромагнитного слоя одномерных магнитоплазмонных кристаллов позволила достичь чувствительности к внешнему магнитному полю в 8 %/Э при детектировании резонансно усиленного экваториального эффекта Керра на длине волны, соответствующей возбуждению поверхностного плазмонного резонанса.

Была разработана методика создания двумерных магнитоплазмонных кристаллов с квадратно упорядоченной решёткой, состоящей из массива полимерных колонн, покрытых тонкоплёночной структурой из серебра, пермаллоя и нитрида кремния. Обнаружена немонотонная зависимость экваториального эффекта Керра для двумерных магнитоплазмонных кристаллов с квадратной решёткой от их фактора заполнения. Экспериментально была подтверждена возможность модуляции интенсивности отражённого линейно поляризованного света до 0.89 % при воздействии насыщающего переменного магнитного поля.

Изучены магнитные свойства двумерных магнитоплазмонных кристаллов при их перемагничивании в плоскости вдоль направлений векторов обратной решётки. Показано, что увеличение фактора заполнения двумерных магнитоплазмонных кристаллов выше критического значения приводит к появлению анизотропии магнитных свойств при перемагничивании образцов вдоль направлений векторов обратной решётки. Определён диапазон факторов заполнения, обеспечивающих симметричные магнитные свойства и полевые зависимости экваториального эффекта Керра при перемагничивании образцов вдоль указанных векторов. Установлено, что изменение механизма перемагничивания магнитоплазмонных кристаллов путём перехода от одномерной к двумерной решётке позволяет значительно расширить диапазон измеряемых магнитных полей для датчиков магнитного поля на их основе.

#### **Достоверность результатов.**

Достоверность полученных данных обусловлена использованием современного научного оборудования для создания и анализа наноструктур, а также исследования их магнитных, оптических и магнитооптических свойств. Все использованные приборы предварительно прошли процедуру калибровки. Итоги экспериментов были представлены и обсуждены на всероссийских и международных конференциях, и соответствуют результатам других научных коллективов.

#### **Практическая значимость работы.**

Полученные результаты исследования магнитных, оптических и магнитооптических свойств одномерных и двумерных магнитоплазмонных кристаллов на основе пермаллоя с различной морфологией, толщиной ферромагнитного слоя и числом осей решетки способствуют

развитию и оптимизации чувствительных элементов датчиков магнитного поля на основе магнитоплазмонных кристаллов. Экспериментально продемонстрирована возможность уменьшения напряжённости модулирующего магнитного поля, необходимого для функционирования сенсорных элементов на основе одномерных решёток в геометрии экваториального эффекта Керра, по сравнению с магнитоплазмонными кристаллами на основе никеля и железа с аналогичной толщиной ферромагнитного слоя. Также разработанная методика производства двумерных магнитоплазмонных кристаллов с квадратной решёткой, состоящей из массива полимерных колонн, покрытых тонкоплёночной структурой из серебра, пермаллоя и нитрида кремния, позволяет создавать образцы с идентичными магнитными и магнитооптическими свойствами вдоль направлений векторов обратной решётки. Это открывает новые перспективы для использования магнитоплазмонных кристаллов в качестве двухосевых чувствительных элементов магнитного поля, обладающих практически идентичными чувствительностью и рабочим диапазоном полей в обоих направлениях, что сложно реализовать в хорошо изученных одномерных аналогах.

#### **Апробация результатов и публикации.**

Результаты проведенных работ были представлены лично автором в виде устных и стендовых докладов на международных и всероссийских конференциях: Международный молодежный научный форум «Ломоносов-2019», Москва, Россия, апрель 2019; Magnetism and Optics Research International Symposium 19, Прага, Чехия, июнь 2019; III International Baltic Conference on Magnetism 2019: focus on nanobiomedicine and smart materials, Светлогорск, Россия, август 2021; август 2020; Международный молодежный научный форум «Ломоносов-2020», Москва, Россия, ноябрь 2020; Joint European Magnetic Symposia 2020, онлайн-формат, декабрь 2020; IV International Baltic Conference on Magnetism 2021, Светлогорск, Россия, август 2021; VIII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism», Казань, Россия, август 2022; Всероссийская научная конференция с международным участием Енисейская фотоника — 2022, Красноярск, Россия, сентябрь 2022; Международный молодежный научный форум «Ломоносов-2022», Москва, Россия, апрель 2022; Smart Composites International School 2022, Калининград, Россия, август 2022; Samarkand International Symposium on Magnetism 2023, Самарканд, Узбекистан, июль 2023; V International Baltic Conference on Magnetism 2023, Светлогорск, Россия, август 2023; The European School on Magnetism 2023, онлайн-формат, сентябрь 2023.

Исследования по теме диссертации были поддержаны из средств субсидии, выделенной на реализацию Программы повышения конкурентоспособности ФГАОУ ВО БФУ им. И. Канта; грантом Российского Научного Фонда №22-22-00997 «Разработка сенсорного элемента магнитного поля на основе двумерного магнитоплазмонного кристалла для точечных

диагностических устройств», гранта от Министерства Науки и Высшего Образования Российской Федерации №13.2251.21.0143 «Разработка сенсора для детектирования постоянных и переменных магнитных полей на основе магнитоплазмонного кристалла», а также из средств реализации программы развития регионального научно-образовательного математического центра «Северо-Западный центр математических исследований имени Софьи Ковалевской».

Основные результаты работы опубликованы в 6 печатных работах в рецензируемых научных журналах, индексируемых в Scopus и WoS, а также входящих в Белый список научных журналов, созданный Министерством науки и высшего образования Российской Федерации. Список публикаций, содержащих представляемые к защите научные результаты, приведен ниже:

[1] Murzin D., Belyaev V., Kern J., Kaspar C., Pernice W.H., Bratschitsch R., Rodionova V. Transversal Kerr Effect Enhancement of Permalloy-Based Shallow Lamellar Magnetoplasmonic Crystals // *Photonics*. — 2022. — Vol. 9. — No. 12. — P. 989.

[2] Murzin D.V., Frolov A.Yu., Mamian K.A., Belyaev V.K., Fedyanin A.A., Rodionova V.V. Low coercivity magnetoplasmonic crystal based on a thin permalloy film for magnetic field sensing applications // *Optical Materials Express*. — 2023. — Vol. 13. — No. 1. — P. 171.

[3] Grigoreva Z.A., Murzin D.V., Gritsenko Ch.A., Kozlov A.G., Ognev A.V., Rodionova V.V., Belyaev V.K. Permalloy-Based 2D-Magnetoplasmonic Crystals: Synthesis and Magneto-Optical Properties // *Physics of Metals and Metallography*. — 2023. — Vol. 124. — Permalloy-Based 2D-Magnetoplasmonic Crystals. — No. 14. — P. 1682-1688.

[4] Murzin D.V., Belyaev V.K., Gritsenko K.A., Rodionova V.V. Effect of Filling Factor on the Coefficient of Reflection and Transversal Kerr Effect of 2D Permalloy-Based Magnetoplasmonic Crystals // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2024. — Vol. 88. — No. 4. — P. 591-596.

[5] Murzin D.V., Belyaev V.K., Mamian K.A., Groß F., Gräfe J., Frolov A.Y., Fedyanin A.A., Rodionova V.V. Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> Thickness Optimization of Magnetoplasmonic Crystals for Magnetic Field Sensing // *Sensors and Actuators A: Physical*. — 2024. — P. 115552.

[6] Murzin D., Belyaev V., Gritsenko C., Komanicky V., Rodionova V. Magnetic field sensing elements based on Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> 2D magnetoplasmonic crystals // *Sensors and Actuators A: Physical*. — 2024. — Vol. 377. — P. 115773.

#### **Личный вклад автора.**

Постановка цели и задач исследования, а также построение плана проведения экспериментальных работ, были выполнены автором совместно с научным руководителем Беляевым В.К. Экспериментальные исследования морфологических, магнитных, оптических и

магнитооптических свойств, а также элементный анализ образцов, были проведены лично автором работы, либо при непосредственном участии или руководстве автора работы в проведении эксперимента. Пять статей написано преимущественно автором работы, и в одной вклад автора является существенным. Обработка и анализ данных, полученных в ходе экспериментальных исследований и в результате численного моделирования, выполнены автором работы.

### **Структура и объем диссертации.**

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы, которые занимают 131 страницу. В тексте содержатся 51 рисунок и 11 таблиц. Библиографический список включает 192 наименования.

## **Глава I: Обзор литературы.**

Плазмоника — одна из интереснейших областей нанофотоники, изучающая локализацию электромагнитного излучения на масштабах, порядка или меньших длины волны, в виде колебаний электронов проводимости металла, называемых поверхностными плазмонами. Связанные колебания электромагнитного излучения и поверхностных плазмонов на границе раздела металл/диэлектрик в общем случае можно разделить на две группы: нераспространяющиеся, называемые локализованными плазмон-поляритонами, и распространяющиеся вдоль границы раздела, называемые поверхностными плазмон-поляритонами. Представленный литературный обзор описывает аспекты возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов в плазмонных структурах, ставших основой для создания субволновых пассивных оптических элементов, а также сенсоров химических элементов или магнитного поля. Далее в обзоре рассматривается расширение функциональных возможностей плазмонных структур с помощью магнитных материалов. В рамках главы рассматриваются известные на сегодняшний день магнитооптические эффекты и возможности их модификации в магнитоплазмонных кристаллах (МПлК) — упорядоченных плазмонных наноструктур из комбинации благородных металлов и ферри- или ферромагнитных материалов. В частности, рассматриваются оптические свойства и усиление экваториального эффекта Керра в некоторых разработанных одномерных и двумерных МПлК на основе ферромагнитных металлов. В завершение обзора, обсуждается влияние морфологии МПлК на их магнитные свойства, которые во многом определяют возможности и ограничения магнитоплазмонных устройств.

### **1. Поверхностные плазмон-поляритоны в плазмонных кристаллах.**

В широком частотном диапазоне оптические свойства многих металлов, включая щелочные металлы, магний, алюминий, галлий, платину, а также благородные металлы, такие как золото и серебро, хорошо описываются в рамках модели Друде. В данной модели, электроны проводимости металлов рассматриваются как электронный газ, находящийся в поле действия фиксированных в пространстве положительно заряженных ионов [1, 2]. При таком рассмотрении, в дополнение к объемным плазмонам, представляющим собой квант колебаний электронного газа [3, 4], на границе раздела металл/диэлектрик возможно возбуждение поперечных колебаний электронной плотности, называемых поверхностными плазмонами [5–7]. В отличие от объемных плазмонов, поверхностные плазмоны распространяются вдоль границы раздела металл/диэлектрик в виде ТМ-поляризованных волн, называемых поверхностными плазмон-поляритонами (ППП). Возбуждение ППП возможно не только за счет взаимодействия электронного газа с заряженными частицами, но и с помощью электромагнитного излучения с

соответствующим типом поляризации. Схематическое представление ППП на границе раздела металл/диэлектрик представлено на Рис. 1.

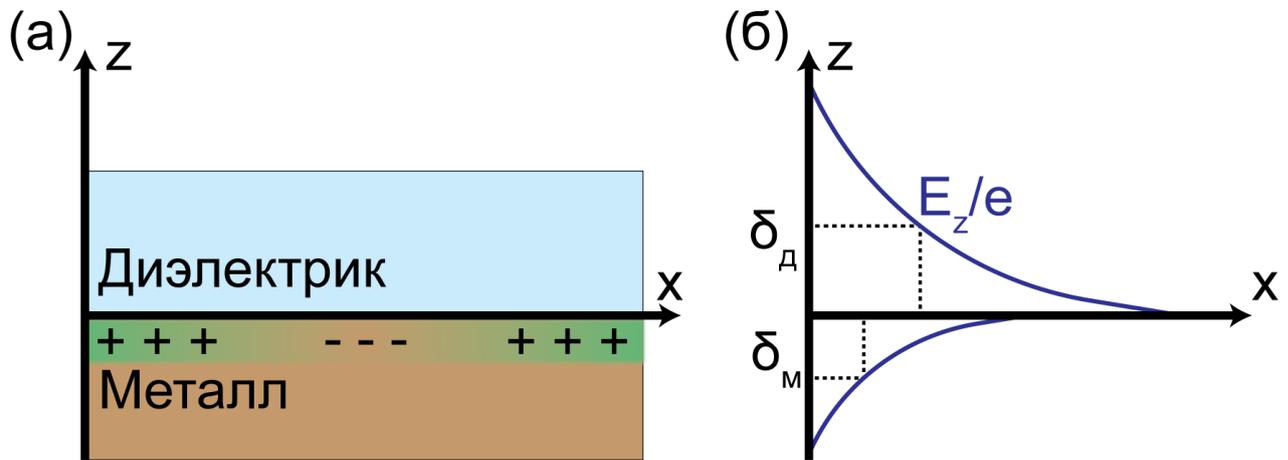


Рис. 1. (а) Схематическое изображение границы раздела металла и диэлектрика, поддерживающей возбуждение поверхностных плазмонов. (б) Схематическое изображение поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела метал/диэлектрик.  $\delta_M$  и  $\delta_D$  обозначают характерную длину затухания ППП в металлическом и диэлектрическом слоях.

Энергия ППП локализована вблизи границы раздела между двумя средами и экспоненциально затухает в пределах длины распространения ППП. Эффективность их возбуждения определяется комплексной диэлектрической проницаемостью граничащих металла и диэлектрика. Частотный спектр ППП ограничен характерной величиной:

$$\omega_{\text{ППП}} = \omega_p / \sqrt{1 + \epsilon_2} \quad (1)$$

где  $\omega_p = Ne^2/\epsilon_0 m$  это плазменная частота, а  $\epsilon_2$  является мнимой частью диэлектрической проницаемости металла, характеризующей степень поглощения электромагнитной энергии в среде. Стоит отметить, что для достижения необходимой плазменной частоты можно изменить плотность свободных носителей заряда или степень легирования материалов [8]. При взаимодействии электромагнитного излучения с металлами в частотном диапазоне  $\omega < \omega_p$  действительная часть их диэлектрической проницаемости ( $\epsilon_1$ ) является отрицательной, что является обязательным условием возбуждения поверхностного плазмонного резонанса. Для большинства металлов частотный диапазон для возбуждения поверхностного плазмонного резонанса лежит в области видимого и ближнего инфракрасного диапазона длин волн, в которой они характеризуются большими значениями положительной  $\epsilon_2$ , что обуславливает большое значение коэффициента поглощения [9]. В качестве примера, на Рис. 2 приведён ряд спектральных зависимостей  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  для большинства металлов, включая s-металл Mg, sp-металлы

Al, Ga и In, а также переходные *d*-металлы. Для уменьшения оптических потерь и расширения диапазона длин волн, подходящего для возбуждения плазмонного резонанса, в ряде работ также было предложено использовать легированные полупроводники (например, InGaAs, GaAs, InP и InSb) или прозрачные проводящие пленки (InO, легированный оловом; SnO<sub>2</sub>, легированный In; ZnO, легированный Al или Ga), которые представляют определённый практический интерес с точки зрения совместимости с существующими микроэлектронными устройствами [10, 11].

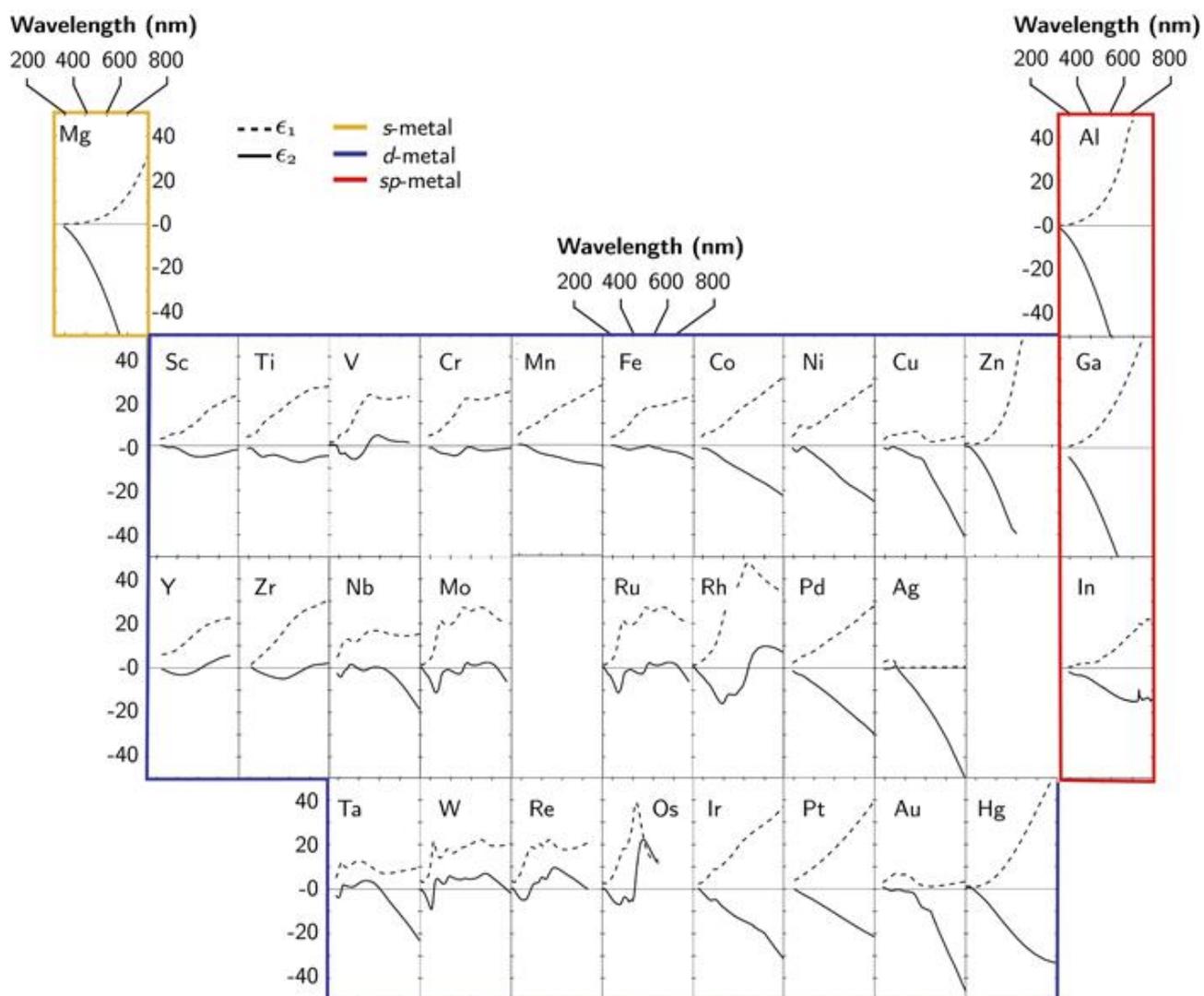


Рис. 2. Из [9]. (а) Спектральные зависимости комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon(\lambda) = \epsilon_1(\lambda) + i\epsilon_2(\lambda)$  для ряда материалов.

Так как фазовая скорость ППП меньше скорости света в прилегающем к металлу диэлектрическом слое, прямое возбуждение плазмонной волны оптическим излучением невозможно. Данный факт отражается в различии законов дисперсии оптического излучения

свободно распространяющегося вдоль границы раздела металл/диэлектрик, и закона дисперсии ППП [7]:

$$k_{\text{ППП}} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_D \epsilon_M}{\epsilon_D + \epsilon_M}}, \quad (2)$$

где  $k_{\text{ППП}}$  – волновой вектор ППП,  $k_0$  – компонента волнового вектора оптического излучения, сонаправленная с направлением распространения ППП, а  $\epsilon_D$  и  $\epsilon_M$  – диэлектрические проницаемости диэлектрика и металла, соответственно. При сравнении двух законов дисперсии на Рис. 3 заметно отсутствие точек их пересечения, иллюстрирующее невозможность перехода энергии ППП в электромагнитное излучение и наоборот. Преодоление этого ограничения и согласование двух законов дисперсии возможно путём увеличения  $k_0$  в диэлектрическом слое с использованием различных методов [12].

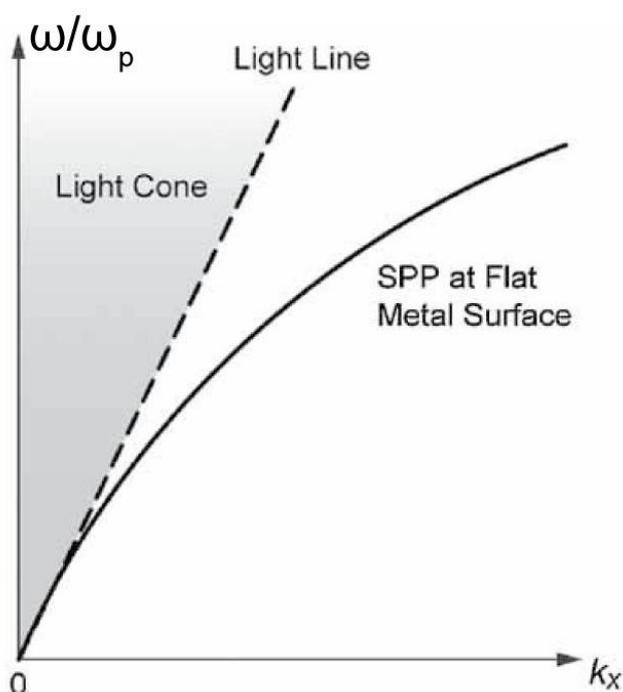


Рис. 3. Из [13]. График законов дисперсии ППП и света, распространяющихся вдоль границы раздела металл/диэлектрик. Область, лежащая выше закона дисперсии свободно распространяющегося оптического излучения, называется “световым конусом”.

Один из таких методов основан на эффекте нарушенного полного внутреннего отражения в дополнительном диэлектрическом слое, зачастую выполняемом в виде призмы. В данном случае возбуждение ППП происходит благодаря туннелированию экспоненциально затухающего электрического поля, возникающего при преломлении света на границе призмы, в область границы раздела металл/диэлектрик. В зависимости от знака диэлектрической проницаемости слоя, в котором происходит туннелирование, этот метод делится на подходы

Кретчмана и Отто, схематически показанные на Рис. 4. Альтернативная версия подхода Отто для локального возбуждения ППП заключается в замене призмы на зонд сканирующего ближнепольного оптического микроскопа с малой числовой апертурой, обеспечивающей наличие в проходящем через него свете компонентов с волновыми векторами  $k > k_{spp} > k_0$ .

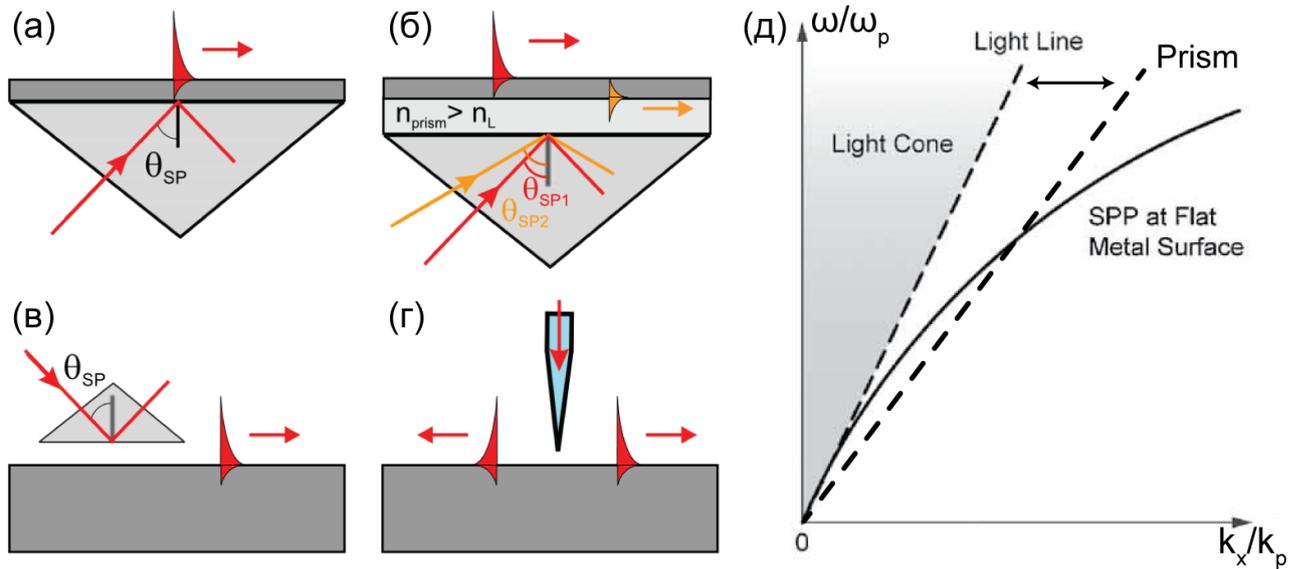


Рис. 4. Из [12, 13]. (а, б) Схематическое изображение конфигураций Кретчмана и (в, г) Отто для возбуждения ППП. (д) Изменение закона дисперсии света за счет использования конфигурации Кретчмана или Отто.

Второй метод основан на использовании металлических дифракционных решеток или плазмонных кристаллов – гетероструктур типа металл/диэлектрик с периодической фазовой или амплитудной модуляцией поверхности [13, 14]. Согласование двух законов дисперсии в плазмонных кристаллах достигается за счет дифракции оптического излучения, обеспечивающей наличие дополнительных компонентов оптического излучения, распространяющихся вдоль границы раздела металл/диэлектрик и приводящих к увеличению  $k_0$ . В частности, совпадение дисперсионных соотношений ППП и падающего на двумерный плазмонный кристалл оптического излучения соблюдается при условии [13]:

$$k_{\text{ППП}} = k_0 \sin \theta \cos \varphi + k_0 \sin \theta \sin \varphi + mG_x + nG_y, \quad (3)$$

где  $\theta$  – угол падения света,  $\varphi$  – азимутальный угол,  $m$  и  $n$  – целые числа, обозначающие порядок дифракции, а  $G_x = 2\pi/d_x$  и  $G_y = 2\pi/d_y$  – вектора обратной решетки с периодами  $d_x$  и  $d_y$ . Таким образом, возбуждение ППП в плазмонных кристаллах происходит при фиксированных углах падения оптического излучения, а дисперсионный закон имеет периодическую структуру [15], называемую зонной, пример которой для одномерного плазмонного кристалла показан на

Рис. 5(а). Потери энергии излучения на возбуждение ППП проявляется в виде асимметричного резонанса в частотно-угловой зависимости отражательной способности ( $R$ ) с максимумом и следующим за ним минимумом в диапазоне длин волн, соответствующим условию из уравнения (3), как показано на примере Рис. 5(б). При этом спектральное положение максимума  $R$  можно определить из условия наблюдения интерференционных максимумов дифракционной решетки, для нахождения которого в уравнении (3) необходимо соблюсти равенство  $k_{\text{ППП}} = k_0$ .

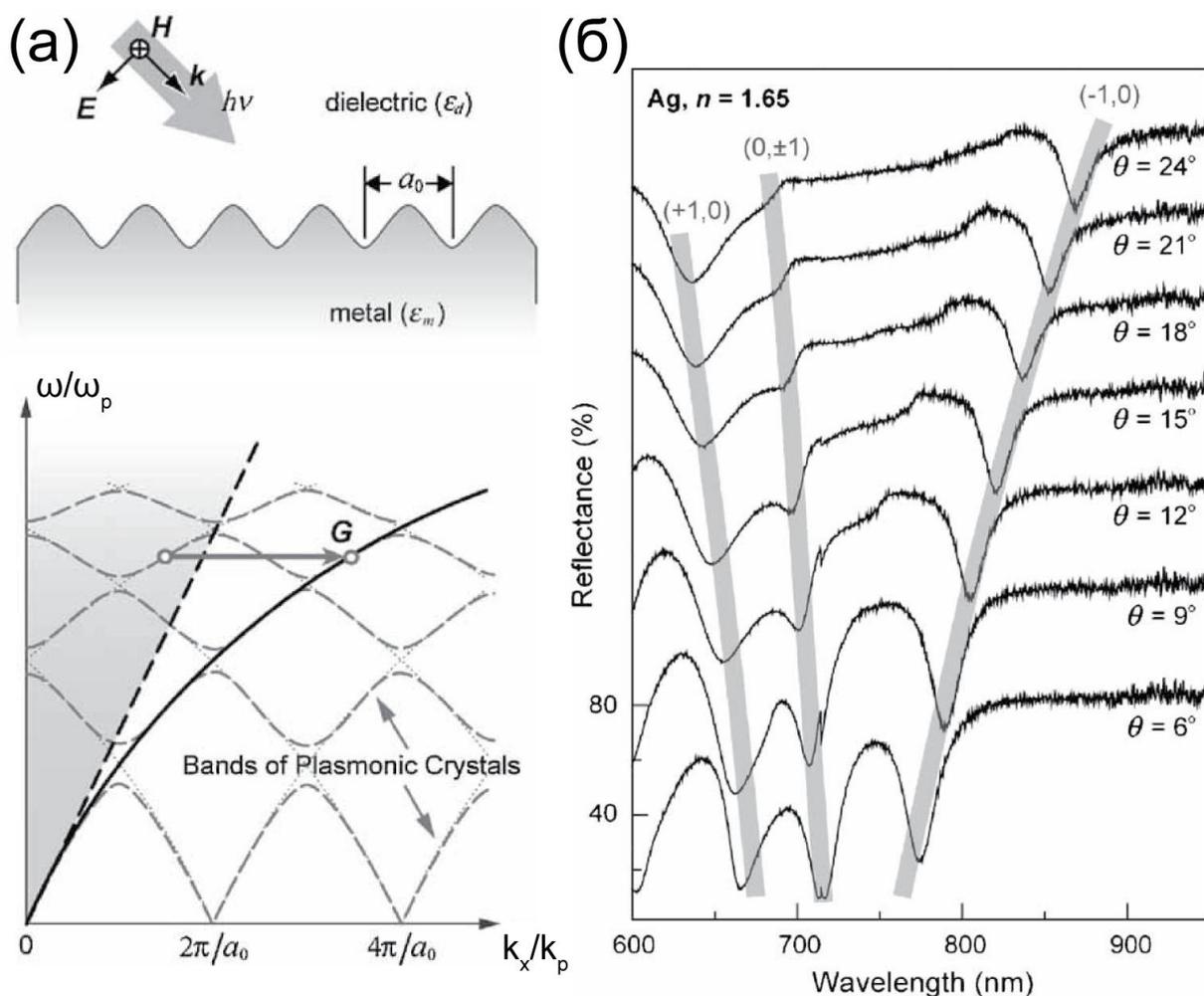


Рис. 5. Из [10]. (а) Модификация закона дисперсии света, падающего на границу раздела метал/диэлектрик одномерного плазмонного кристалла. (б) Пример спектральной зависимости  $R$  двумерного плазмонного кристалла на основе серебра при различных углах падения. Порядки дифракции и соответствующие им плазмонные моды отмечены индексами  $(m, n)$ .

Впервые упомянутые резонансы были обнаружены Робертом Уильямсом Вудом и были названы им аномальными, поскольку их спектральное положение и форма не соответствовали классической теории дифракции [16]. Позднее, Джон Уильям Рэлей предложил формулу для расчёта спектрального положения резонансов в спектрах  $R$  металлических дифракционных решёток, связывая их возникновение с перераспределением энергии между различными

порядками дифракции из-за появления или исчезновения одного из порядков дифракции под скользящим углом [17, 18]. Объяснение асимметричной формы резонансов было предложено Уго Фано, в честь которого сегодня называются подобные резонансы [19, 20]. Фано связал асимметрию резонансных особенностей с интерференцией двух различных вкладов. В случае рассмотрения периодических решеток, первым вкладом является нерезонансный вклад, выражающийся в появлении аномалии Рэлея в спектрах  $R$  плазмонных кристаллов, и связанный со скачкообразным изменением коэффициента отражения в узком диапазоне длин волн при фиксированном угле падения света, при котором один из дифракционных порядков распространяется по касательной к поверхности решетки, а его энергия перераспределяется между другим дифракционными порядками [21]. Спектральное положение аномалий Рэлея не зависит от состава плазмонного кристалла и типа поляризации падающего излучения, а определяется исключительно материалом внешней среды, периодом решетки плазмонного кристалла и, в случае двумерной решетки, ее фактором заполнения ( $FF$ ). При этом, увеличение  $FF$  сопровождается смещением резонансов в область больших длин волн и уменьшением эффективности возбуждения ППП [13, 22]. Стоит отметить, что для наблюдения аномалий Рэлея в  $p$ -поляризованном свете необходимо, чтобы высота дорожек или узлов плазмонного кристалла была больше или сравнима с длиной волны падающего излучения [23, 24]. Второй вклад, выражающийся в появлении аномалии Вуда в спектрах  $R$  плазмонных кристаллов, связан с согласованием затухающего порядка дифракции, распространяющегося под скользящим углом, с собственными модами плазмонного кристалла, к которым относятся щелевые моды, квази-волноводные моды и ППП. Аномалия Вуда имеет асимметричный профиль со следующими друг за другом максимумом и минимумом, амплитуда которых определяется из соотношения между резонансными процессами, связанными с возбуждением собственных мод структуры, и нерезонансными процессами, связанными с дифракцией света на решетке плазмонного кристалла. В частном случае, когда вклад нерезонансных процессов пренебрежимо мал, в спектре  $R$  наблюдаются резонансы со стандартной лоренцевой формой, а в обратном случае – с асимметричной формой Фано. Если резонансы в плазмонных кристаллах обусловлены возбуждением ППП  $p$ -поляризованном светом, спектральное положение аномалии Вуда при фиксированном угле падения зависит как от морфологии, так и от диэлектрических проницаемостей металлического и диэлектрического слоев плазмонного кристалла. Наличие аномалий Рэлея и Вуда в частотно-угловых зависимостях  $R$  плазмонных кристаллов также определяется свойствами границы раздела металл/диэлектрик плазмонного кристалла, которая в простейшем случае представляет собой диэлектрическую дифракционную решетку, граничащую с металлическим слоем, или металлическую дифракционную решетку, граничащую с

диэлектрическим слоем [25]. В первом варианте оба типа аномалий возникают независимо друг от друга и могут наблюдаться как в близких, так и отдаленных спектральных диапазонах. Во втором случае, два типа резонансов возникают одновременно в узком спектральном диапазоне, что приводит к их наложению друг на друга и появлению характерных ассиметричных резонансов Фано в спектрах  $R$  плазмонных кристаллов. Также можно отметить, что условия возбуждения ППП на поверхности металлической дифракционной решетки более чувствительны к погрешностям при изготовлении структуры, по сравнению со случаем диэлектрической дифракционной решетки на металлической поверхности [26].

В дополнение к резонансам, связанным с возбуждением ППП, частотно-угловые зависимости коэффициента отражения плазмонных кристаллов могут содержать резонансы, связанные с гибридизацией ППП и других типов собственных мод в плазмонных кристаллах, часть из которых схематически перечислена на Рис. 6.

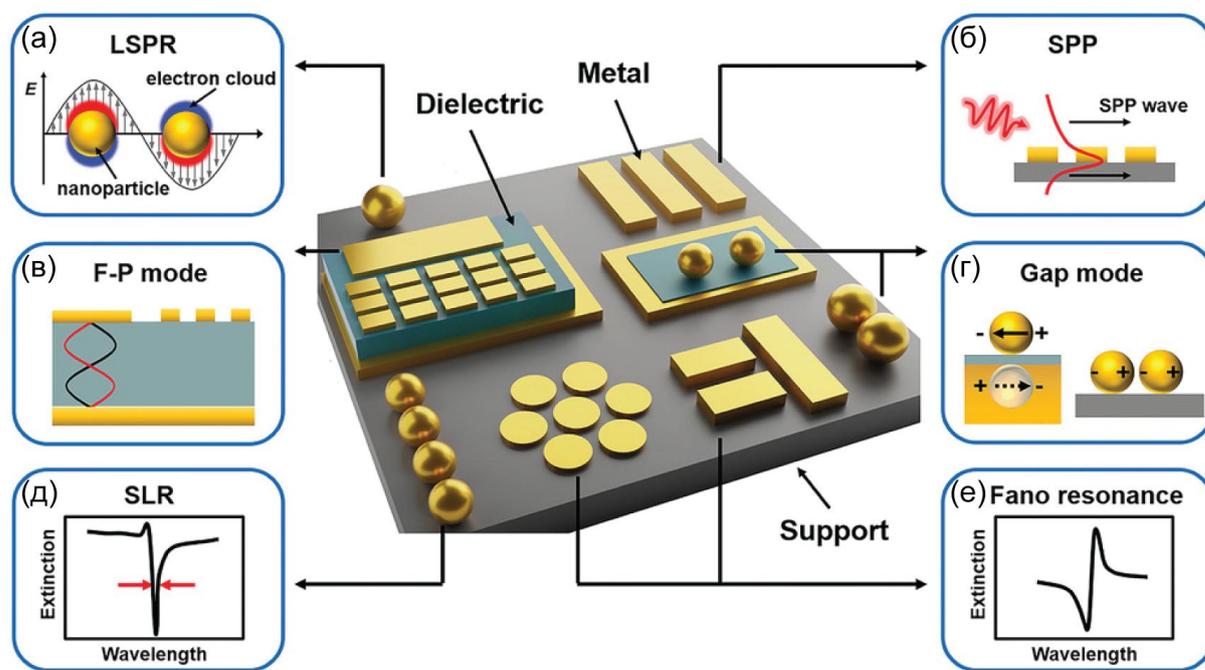


Рис. 6. Из [15]. Схематическое изображение плазмонных структур, поддерживающих возбуждение (а) локализованного плазмонного резонанса, (б) ППП, (в) резонансов Фабри-Перо, (г) щелевых мод, (д) коллективного локализованного плазмонного резонанса, (е) резонансов Фано в структурах с нарушенной зеркальной симметрией или из массивов субволновых частиц.

Например, плазмонные кристаллы, узлы которых представляют собой отдельные металлические частицы с размером порядка длины волны, поддерживают возбуждение локализованных плазмонных резонансов. Длина волны, при которой происходит возбуждение локализованного плазмонного резонанса, зависит от поляризуемости частицы, определяемой её

размером и формой, а также составом частиц и окружающей их среды [27, 28]. В двумерных плазмонных кристаллах взаимодействие между локализованными плазмонными модами в решетке проявляется в виде коллективного локализованного плазмонного резонанса [29]. Эффективность возбуждения коллективного локализованного плазмонного резонанса достигает максимума, когда период структуры несколько превышает длину волны возбуждения локализованного плазмонного резонанса в отдельных узлах, и снижается с уменьшением размеров узлов и расстояния между ними. С другой стороны, близость узлов плазмонных кристаллов может привести к возникновению щелевых мод, спектральное положение которых смещено в область больших длин волн по сравнению со случаем локализованного плазмонного резонанса [30, 31]. Похожий тип мод также наблюдается в плазмонных кристаллах с дополнительным металлическим слоем, граничащим с узлами плазмонного кристалла. В данном случае возбуждение щелевых мод обусловлено асимметричным колебанием зарядов металлического узла, представляющего диполь, и индуцированных диполей с противоположным распределением зарядов в металлическом слое. Кроме того, в плазмонных кристаллах с дополнительными функциональными слоями может наблюдаться возбуждение резонансов Фабри-Перо, также наблюдаемых в плазмонных кристаллах с большой высотой дорожек или узлов [32]. Отдельного упоминания также заслуживают плазмонные кристаллы на основе муаровых дифракционных решеток, в которых плазмонные моды определяются взаимной ориентацией двух и более дифракционных решеток, наложенных друг на друга [33].

Таким образом, изменение морфологии плазмонных кристаллов является одним из эффективных путей по модификации их оптических свойств, в том числе спектрального положения и формы резонансов в частотно-угловых зависимостях  $R$ . Во многом, запрос на изменение характеристик плазмонных кристаллов для достижения тех или иных свойств обусловлен приложениями плазмонных структур. Например, возбуждение ППП в ультрафиолетовом диапазоне длин волн необходимо для изготовления плазмонных линз для фотолитографии, в то время как возможность возбуждения ППП в инфракрасном диапазоне длин волн позволяет создавать новые виды нанофотонных устройств, совместимых с современными полупроводниковыми устройствами. В дополнение к рабочему спектральному диапазону, возможность настройки ширины резонансов в спектральных зависимостях  $R$  позволяет, например, повышать чувствительность датчиков химических элементов в узкой спектральной области [34, 35] или изготавливать солнечные батареи на основе плазмонных структур с широким рабочим спектральным диапазоном.

Наравне с изготовлением плазмонных кристаллов с требуемыми параметрами дальнейшее развитие направления связано с контролируемым изменением диэлектрической

проницаемости плазмонных кристаллов за счет внешних воздействий. Механизмы такого изменения могут быть основаны на температурном воздействии, использовании внешнего электрического поля или механической деформации плазмонных кристаллов [36, 37]. Альтернативный подход заключается в изменении магнитного состояния плазмонных кристаллов путем приложения внешнего магнитного поля [38, 39]. Как будет показано далее в тексте, приложение внешнего магнитного поля приводит к эффекту невзаимности закона дисперсии ППП и, как следствие, к значительной модификации оптических и магнитооптических свойств плазмонных кристаллов. Ввиду того, что материалы для изготовления плазмонных кристаллов в основном являются диа- или парамагнитными, их магнитооптическая активность мала и не представляет практического интереса. Для усиления влияния магнитного поля на процессы возбуждения и распространения ППП, вместо плазмонных кристаллов наиболее выгодно применять их аналоги на основе ферри- и ферромагнитных материалов – МПлК. Изменение магнитного состояния МПлК приводит не только к изменению условий плазмонного резонанса, но и к появлению связанных с ними резонансных особенностей в спектрах магнитооптических эффектов, что будет описано в следующем разделе.

## 2. Магнитоплазмонные кристаллы – плазмонные кристаллы на основе магнитных материалов.

МПлК представляют собой плазмонные кристаллы, изготовленные из комбинации плазмонных и магнитных материалов. Магнитные материалы, обладающие достаточной магнитооптической активностью и подходящие для изготовления МПлК, можно разделить на группы, перечисленные на Рис. 7: магнитные металлы, магнитные диэлектрики, магнитные полупроводники, а также магнитные топологические и редкоземельные материалы [40].

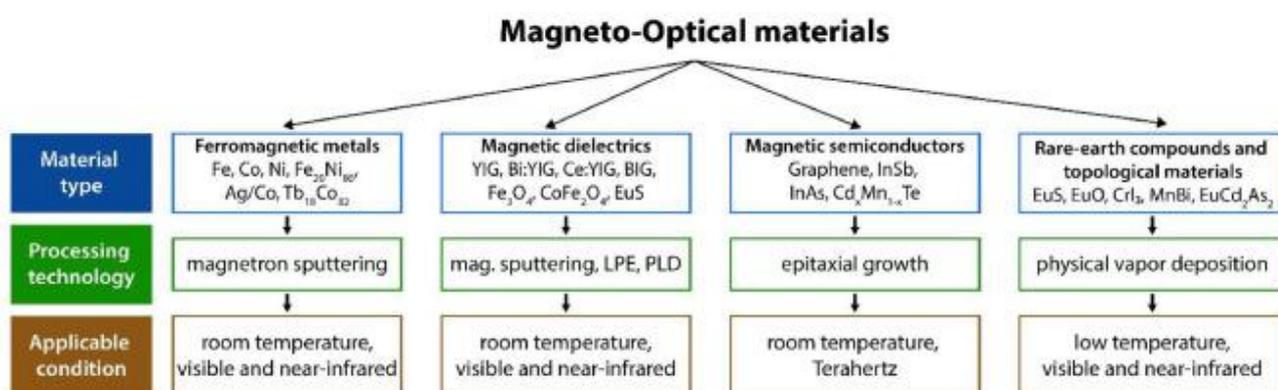


Рис. 7. Из [40]. Классификация материалов, обладающих высокой магнитооптической активностью и наиболее часто используемых для изготовления наноструктур. Для каждого типа материала указаны наиболее часто применяемые методики осаждения и рабочий спектральный диапазон.

Как правило, выбор магнитного материала основывается на необходимом рабочем спектральном диапазоне, оптических потерях материала в данном диапазоне, магнитооптической активности материала в насыщающем магнитном поле и методе создания магнитного слоя. Одними из наиболее изученных материалов для изготовления МПлК являются ферромагнитные металлы, такие как железо, никель, кобальт и их сплавы, позволяющие достичь высоких значений магнитооптических эффектов в относительно слабых магнитных полях. Рабочий спектральный диапазон для возбуждения ППП в МПлК на основе ферромагнитных металлов находится в видимой и ближней инфракрасной областях длин волн. Однако основным недостатком ферромагнитных металлов является высокое значение коэффициента поглощения света в этом диапазоне, поэтому большое внимание уделяется магнитным диэлектрикам, которые подходят для работы в том же спектральном диапазоне и имеют низкие оптические потери. Несмотря на данные преимущества, поля магнитного насыщения магнитных диэлектриков могут в несколько раз превосходить значения, характерные для ферромагнитных металлов. Переход в среднюю инфракрасную и терагерцовую области спектра осуществляется с использованием магнитных полупроводников, а также топологических и редкоземельных магнитных материалов.

## 2.1. Магнитооптические эффекты

В квазиклассическом подходе для объяснения влияния намагниченности материала на его оптические свойства, магнитооптические эффекты возникают вследствие расщепления энергетических уровней системы (аномальный эффект Зеемана) при воздействии внешнего магнитного поля [41]. В отличие от парамагнетиков, магнитооптические эффекты в которых являются следствием влияния магнитного поля на орбитальный момент электронов системы, в ферромагнитных, а также парамагнитных средах при низкой температуре, магнитооптическая активность является результатом обменного и спин-орбитального взаимодействия [42, 43]. В свою очередь, это приводит к тому, что взаимодействие ферромагнитного вещества с электромагнитным излучением будет зависеть от взаимной ориентации плоскости падения света и направления намагниченности среды, что выражается в асимметрии тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости материала, которые можно записать в виде:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon & -\varepsilon_{yz} \\ -\varepsilon_{xz} & \varepsilon_{yz} & \varepsilon \end{pmatrix}; \hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ -\mu_{xy} & \mu & -\mu_{yz} \\ -\mu_{xz} & \mu_{yz} & \mu \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Однако, в рамках дипольного приближения оптические свойства большинства ферромагнетиков можно полноценно описать, используя только тензор диэлектрической проницаемости. В первом порядке по намагниченности, недиагональные компоненты тензора

диэлектрической проницаемости можно записать, используя параметр Фохта  $Q = Q' - iQ'' = g/\varepsilon$ , где  $g$  – параметр гирации, как:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon & -\varepsilon_{yz} \\ -\varepsilon_{xz} & \varepsilon_{yz} & \varepsilon \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon & iQ_z & iQ_y \\ -iQ_z & \varepsilon & -iQ_x \\ -iQ_y & iQ_x & \varepsilon \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Аналогичным способом можно представить тензор магнитной проницаемости с учетом магнитооптического параметра  $Q_M = g/\mu$ . В зависимости от того, какой вклад определяет магнитооптические свойства среды, они делятся на гиروهлектрические ( $Q_M \ll 0$ ), гиромагнитные ( $Q \ll 0$ ) и би-гиротропные ( $Q_M \sim Q$ ), хотя магнитооптическую активность большинства материалов можно считать обусловленной только ее гиروهлектрическими свойствами [41]. В частности, в случае, оптически изотропного ферромагнетика, ось  $z$  которого сонаправлена с намагниченностью,  $\hat{\varepsilon}$  можно переписать в развернутой форме [44–46]:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix} + ig(M) \begin{pmatrix} 0 & -m_z & m_y \\ m_z & 0 & -m_x \\ -m_y & m_x & 0 \end{pmatrix} + b(M) \begin{pmatrix} m_y^2 + m_z^2 & -m_x m_y & -m_x m_z \\ -m_x m_y & m_x^2 + m_z^2 & -m_y m_z \\ -m_x m_z & -m_y m_z & m_x^2 + m_y^2 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где  $m = M/M$  – нормированная на максимум намагниченность,  $b(M) = \varepsilon - \varepsilon_0$ , где  $\varepsilon_0$  это диэлектрическая проницаемость среды при  $M = 0$ . Второе слагаемое в формуле определяет магнитное двулучепреломление и магнитный круговой дихроизм, а последнее – магнитное линейное двулучепреломление и магнитный линейный дихроизм.

В общем случае недиагональные компоненты  $\hat{\varepsilon}$  являются комплексными. Мнимая часть недиагональных компонентов  $\hat{\varepsilon}$  отвечает за эффекты, связанные с дисперсией оптического излучения, а действительная описывает поглощение оптического излучения в среде. Наличие антисимметричных мнимых частей недиагональных компонентов  $\hat{\varepsilon}$  обуславливает возникновение невзаимных линейных по намагниченности магнитооптических эффектов – магнитного кругового двулучепреломления или эффекта Фарадея, а также полярного, меридионального и экваториального эффектов Керра (ЭЭК). В свою очередь, наличие симметричных действительных частей недиагональных компонентов  $\hat{\varepsilon}$  является причиной возникновения взаимного квадратичного по намагниченности эффекта – линейного двойного лучепреломления или эффекта Фохта, также называемого эффектом Коттона-Мутона. Геометрии взаимной ориентации распространения света и намагниченности для наблюдения перечисленных эффектов показаны на Рис. 8.

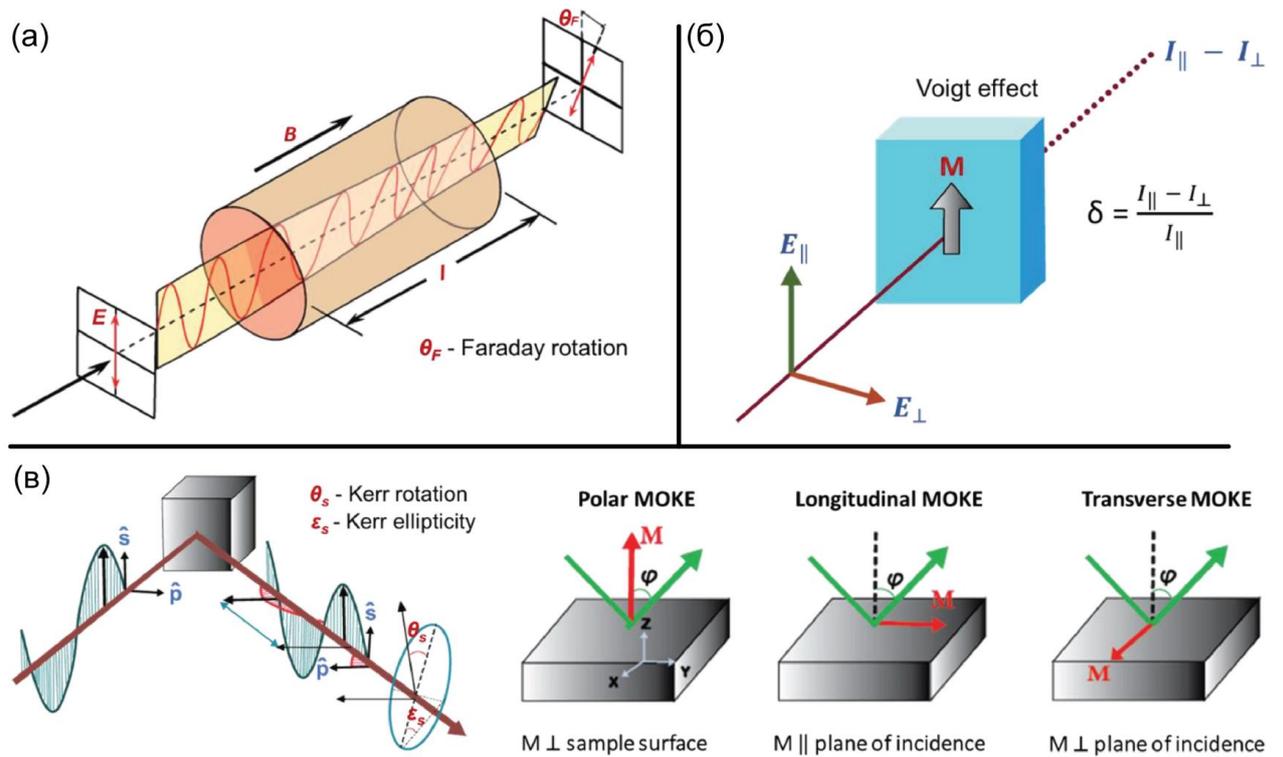


Рис. 8. Из [40]. Схематического изображение геометрий для наблюдения (а) эффекта Фарадея, (б) Эффекта Фохта, (в) полярного, меридионального и экваториального эффектов Керра.

Эффект Фарадея, заключающийся в проявлении кругового двулучепреломления, наблюдается при распространении света в среде, намагниченность которой совпадает с направлением распространения света. Проявление кругового двулучепреломления обусловлено тем, что компоненты световой волны с правой и левой круговой поляризацией распространяются в намагниченной среде с разной скоростью ввиду различия коэффициентов преломления для двух волн  $n_+$  и  $n_-$ . В случае, когда линейно поляризованный свет распространяется в гиротропной среде, намагниченность которой совпадает с распространением света, коэффициенты преломления можно записать в виде:

$$n_{\pm}^2 = \varepsilon \pm g = \varepsilon(1 \pm Q). \quad (7)$$

В результате наложения двух волн с фазовой задержкой, определяемой длиной оптического пути, плоскость поляризации света повернется на некоторый угол:

$$\theta = -\frac{\omega}{2c} \frac{n_+ - n_-}{2} Q_z l, \quad (8)$$

где,  $\omega$  – частота световой волны,  $c$  – скорость света,  $l$  – длина оптического пути, а  $Q_z$  – параметр Фохта, входящий в  $\hat{\varepsilon}$ , в данной геометрии имеющий вид:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

В поглощающих средах, совместно с круговым двулучепреломлением наблюдается эффект магнитного кругового дихроизма, характеризуемый различием коэффициентов поглощения для волн с левой и правой круговой поляризацией. Таким образом, наложение волн с фазовой задержкой и разной амплитудой приводит к тому, что свет, прошедший сквозь намагниченную среду, становится эллиптически поляризованным. При этом, большая ось эллипса повернута на фиксированный угол. Угол поворота главной оси эллипса  $\theta$  и степень эллиптичности  $\psi$  можно рассчитать, как:

$$\theta = -\frac{\omega l n_+ - n_-}{2c} \operatorname{Re}[Q_z]; \psi = -\frac{\omega l n_+ - n_-}{2c} \operatorname{Im}[Q_z]. \quad (10)$$

Иная ситуация возникает при распространении линейно поляризованного света сквозь среду, намагниченность которой направлена перпендикулярно распространению света. В данной геометрии наблюдается квадратичный по намагниченности эффект Фохта, также встречающийся под названием эффекта Коттона-Мутона, проявляющийся в магнитном линейном двулучепреломлении. Хотя феноменологически оба эффекта являются идентичными, важное отличие заключается в микроскопической природе эффекта Коттона-Мутона, при котором анизотропные диамагнитные молекулы среды выстраиваются в определённом направлении под действием магнитного поля, что и приводит к двулучепреломлению [47]. Подобно круговому двулучепреломлению, в случае эффекта Фохта свет, распространяющийся в магнитной среде, можно разложить на две линейно поляризованные компоненты – сонаправленную и перпендикулярную намагниченности среды, с различными коэффициентами преломления  $n_{||}$  и  $n_{\perp}$ , приводящими к фазовой задержке между двумя линейными компонентами:

$$n_{||} = \sqrt{\varepsilon_0}; n_{\perp} = \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_0 g^2}. \quad (11)$$

Совместно с линейным двулучепреломлением в поглощающих средах также наблюдается магнитный линейный дихроизм, характеризуемый отличием коэффициентов поглощения упомянутых компонент линейно поляризованного света. Таким образом, при распространении света через слабо поглощающую среду, намагниченную перпендикулярно направлению распространения света, световая волна приобретает эллиптичность  $\psi$ , а большая ось эллипса повернута на фиксированный угол  $\theta$ :

$$\tan 2\theta = \tan 2\theta_0 \cos \delta; \sin 2\psi = -\sin 2\theta_0 \sin \delta, \quad (12)$$

где,  $\theta_0$  – начальный угол между намагниченностью и плоскостью поляризации света, а  $\delta = c^{-1}\omega(n_{||} - n_{\perp})$ . В случае, если свет распространяется через среду с большим коэффициентом поглощения, уравнение (12) можно записать как:

$$\tan 2\theta = \frac{2 \tan \theta_0 e^{-\operatorname{Im}(\delta)} \cos \operatorname{Re}(\delta)}{1 - \tan^2 \theta_0 e^{-2\operatorname{Im}(\delta)}}; \sin 2\psi = -\frac{2 \tan \theta_0 e^{-\operatorname{Im}(\delta)} \sin \operatorname{Re}(\delta)}{1 + \tan^2 \theta_0 e^{-2\operatorname{Im}(\delta)}}. \quad (13)$$

При отражении от намагниченной среды, поляризация и интенсивность света также претерпевают изменения, величина которых зависит от взаимной ориентации плоскости падения света и намагниченности среды. В общем случае, изменения свойств света при отражении от намагниченной среды можно разделить на три эффекта: полярный эффект Керра, меридиональный эффект Керра и ЭЭК, которые схематически показаны на Рис. 9.

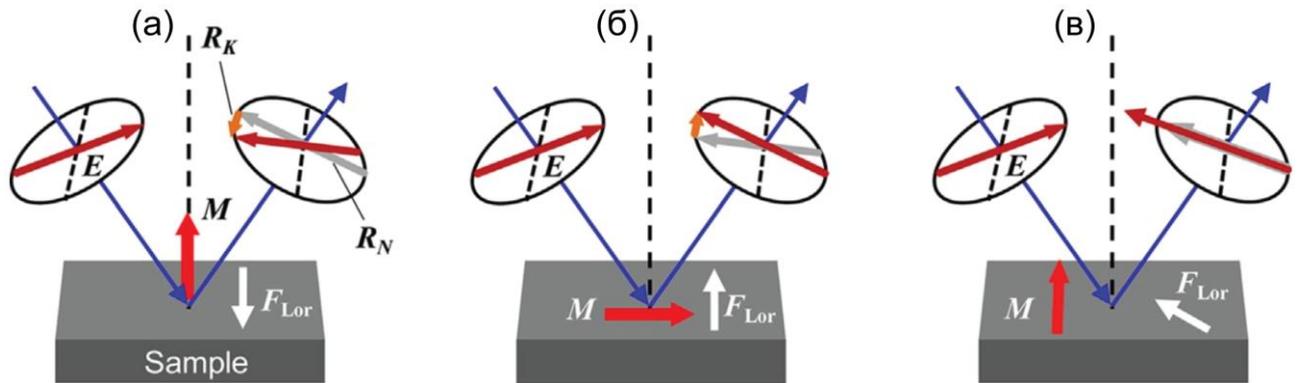


Рис. 9. Из [48]. Схематическое изображение геометрий для наблюдения (а) полярного, (б) меридионального и (в) экваториального эффектов Керра.

Качественно, различие между тремя эффектами можно рассмотреть с точки зрения взаимодействия электрического поля падающего света с намагниченностью материала [49]. За счет того, что отраженную световую волну можно считать результатом колебания электронов среды под действием электрического поля падающей волны, ее колебания будут происходить в противофазе с фазовой задержкой равной  $\pi$ . При отражении линейно поляризованного света от среды, намагниченной в плоскости, на колеблющиеся электроны действует сила Лоренца, приводящая к изменению фазовой задержки и повороту плоскости поляризации на фиксированный угол, вне зависимости от поляризации падающего излучения [50]. В случае экваториальной геометрии намагниченности сила Лоренца не приведет к изменению поляризации отраженного света, однако будет наблюдаться изменение его интенсивности.

Макроскопическое отличие трех эффектов основывается на рассмотрении  $\hat{\epsilon}$  среды в зависимости от направления намагниченности. В случае полярного эффекта Керра, намагниченность среды перпендикулярна её плоскости и лежит в плоскости падения света. В этом случае,  $\hat{\epsilon}$  можно переписать в виде:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon & -\epsilon_{xy} & 0 \\ \epsilon_{xy} & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

По аналогии с эффектом Фарадея, в геометрии полярного эффекта Керра свет линейной поляризации можно представить в виде суммы двух волн с правой и левой круговой поляризацией, чьё взаимодействие со средой характеризуется различными коэффициентами преломления  $n_+$  и  $n_-$  и, как следствие, различными коэффициентами отражения  $r_+$  и  $r_-$ :

$$r_+ = \frac{1-n_+}{1+n_+}; r_- = \frac{1-n_-}{1+n_-}. \quad (15)$$

Различие коэффициентов отражения для двух волн приводит к тому, что при отражении линейно поляризованного света в геометрии полярного эффекта Керра, в дополнение к повороту плоскости поляризации, отраженная световая волна также приобретает эллиптичность. В частности, изменение состояния поляризации отраженного света можно рассмотреть, как, например, переход части изначально  $p$ -поляризованной световой волны в состояние с  $s$ -поляризацией. Для описания степени перехода одного состояния поляризации в другое удобно ввести коэффициенты отражения  $r_{sp}$  и  $r_{pp}$ , характеризующие вклад  $s$ -поляризованного излучения в отраженной волне и изначально  $p$ -поляризованного падающего излучения, соответственно. Аналогично, можно ввести коэффициенты  $r_{ss}$  и  $r_{sp}$ . Вид данных коэффициентов для трех эффектов Керра представлен в Таблице 1.

Таблица 1. Из [51]. Коэффициенты отражения света в геометриях эффектов Керра.  $n$  – комплексный коэффициент преломления среды,  $\theta$  – угол падения,  $\theta_t$  – угол преломления света,  $Q$  – параметр Фохта.

Коэффициент	Полярный эффект	Меридиональный эффект	Экваториальный эффект
$r_{pp}$	$\frac{n \cos \theta - \cos \theta_t}{n \cos \theta + \cos \theta_t}$	$\frac{n \cos \theta - \cos \theta_t}{n \cos \theta + \cos \theta_t}$	$\frac{n \cos \theta - \cos \theta_t}{n \cos \theta + \cos \theta_t} + iQ \frac{\sin 2\theta}{(n \cos \theta + \cos \theta_t)^2}$
$r_{ss}$	$\frac{\cos \theta - n \cos \theta_t}{\cos \theta + n \cos \theta_t}$	$\frac{\cos \theta - n \cos \theta_t}{\cos \theta + n \cos \theta_t}$	$\frac{\cos \theta - n \cos \theta_t}{\cos \theta + n \cos \theta_t}$
$r_{sp}$	$\frac{-iQn \cos \theta}{(n \cos \theta + \cos \theta_t)(\cos \theta + n \cos \theta_t)}$	$\frac{iQn \cos \theta \tan \theta_t}{(n \cos \theta + \cos \theta_t)(\cos \theta + n \cos \theta_t)}$	0
$r_{ps}$	$r_{sp}$	$-r_{sp}$	0

В случае полярного эффекта Керра, угол поворота плоскости линейно поляризованного света  $\theta$  и эллиптичность  $\psi$  можно рассчитать по формулам:

$$\theta = \text{Im} \frac{\eta^2 [\sqrt{\eta^2 - \sin^2 \theta} \mp \sin \theta \tan \theta]}{(\eta^2 - 1)(\eta^2 - \tan^2 \theta)} Q; \quad \psi = \text{Re} \frac{\eta^2 [\sqrt{\eta^2 - \sin^2 \theta} \mp \sin \theta \tan \theta]}{(\eta^2 - 1)(\eta^2 - \tan^2 \theta)} Q, \quad (16)$$

где  $\eta = n_2/n_1$  – отношение комплексных коэффициентов преломления сред, от которой происходит отражение света  $n_2$ , и в которой происходит распространение световой волны  $n_1$ . При меридиональном эффекте Керра,  $\hat{\varepsilon}$  можно представить в виде:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & \varepsilon_{yz} \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ -\varepsilon_{xz} & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix}, \quad (17)$$

а угол поворота плоскости линейно поляризованного света  $\theta$  и эллиптичность  $\psi$  можно рассчитать из:

$$\theta = \text{Im} \frac{\sin \theta \eta^2 [\sqrt{\eta^2 - \sin^2 \theta} \pm \sin \theta \tan \theta]}{(\eta^2 - 1)(\eta^2 - \tan^2 \theta) \sqrt{\eta^2 - \sin^2 \theta}} Q; \quad \psi = \text{Re} \frac{\sin \theta \eta^2 [\sqrt{\eta^2 - \sin^2 \theta} \pm \sin \theta \tan \theta]}{(\eta^2 - 1)(\eta^2 - \tan^2 \theta) \sqrt{\eta^2 - \sin^2 \theta}} Q. \quad (18)$$

При этом, для полярного и меридионального эффектов Керра справедливо равенство  $\theta + i\psi = r_{ps}/r_{pp}$ . Дополнительно можно отметить, что в случае полярного и меридионального эффектов Керра, поворот плоскости поляризации является результатом магнитного кругового дихроизма, а эллиптичность возникает за счет магнитного кругового двулучепреломления, в то время как в случае эффекта Фарадея имеет место противоположная ситуация.

В отличие от полярного и меридионального эффектов, ЭЭК заключается в изменении интенсивности отраженного линейно поляризованного света. В случае гироэлектрических сред ЭЭК наблюдается для  $p$ -поляризованного света, а в гиромангнитных средах – для  $s$ -поляризованного. Хотя квадратичное по намагниченности изменение интенсивности отраженного света также может наблюдаться в полярной и меридиональной геометриях, ЭЭК является линейным по намагниченности. Качественное отличие ЭЭК от других эффектов Керра можно показать при рассмотрении отражения  $p$ -поляризованного света от поверхности ферромагнитного материала, намагниченность которого лежит в плоскости образца и перпендикулярна плоскости падения света, как показано на Рис. 10.

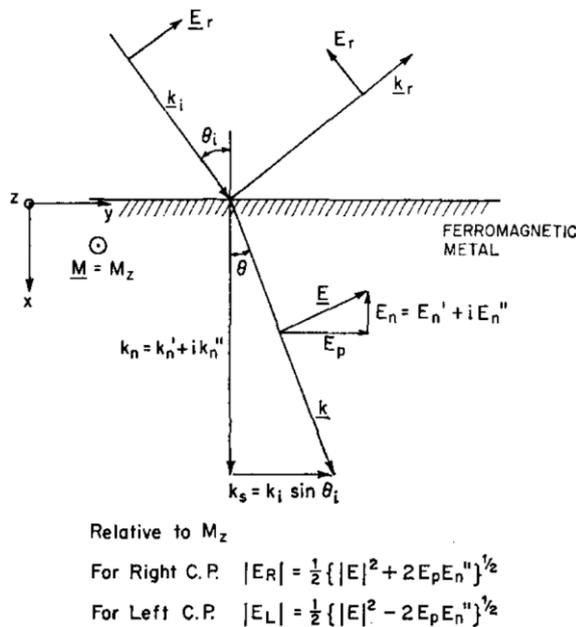


Рис. 10. Из [42]. Схематического изображение геометрии ЭЭК.

Волновой вектор оптического излучения, прошедшего в намагниченный материал, можно представить в виде суммы двух компонентов: нормальной, являющейся комплексной и

характеризующей поглощение света в среде, и тангенциальной, направленной вдоль границы раздела двух сред и являющейся действительной величиной. По аналогии с эффектом Фохта, из-за счет фазовой задержки между нормальной и тангенциальной компонентами напряженности электрического поля преломившейся волны, она является эллиптически поляризованной. Таким образом, её можно представить в виде суммы двух не равных по амплитуде волн с левой и правой циркулярной поляризацией, для которых направление вращения вектора напряженности электрического поля определяется относительно направления намагниченности. В результате возникает линейная зависимость коэффициента поглощения материала от его намагниченности. Коэффициент поглощения имеет два различных значения в случае, когда намагниченность параллельна или антипараллельна векторному произведению волновых векторов падающего и отраженного света [42]. Дополнительно стоит отметить, что при отклонении намагниченности от экваториальной геометрии к продольной наблюдаются квадратичные по намагниченности интенсивностные ориентационные магнитооптические эффекты, величина которых в некоторых материалах может быть сравнима с ЭЭК [41].

В случае ЭЭК,  $\hat{\varepsilon}$  имеет вид:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & -\varepsilon_{yz} \\ 0 & \varepsilon_{yz} & \varepsilon_0 \end{pmatrix}, \quad (19)$$

а численная характеристика ЭЭК – величина изменения интенсивности отраженного света – определяется, как:

$$\delta = \frac{I_{\pm M} - I_{in}}{I_{in}} = -Im \frac{2 \tan \theta \eta^2}{(\eta^2 - 1)(\eta^2 - \tan^2 \theta)} Q, \quad (20)$$

где  $I_{\pm M}$  – интенсивность света, отраженного от намагниченного образца, а  $I_{in}$  – интенсивность света, падающего на образец. Стоит отметить, что в ряде публикаций для определения  $\delta$  используется методика синхронного детектирования, при использовании которой  $\delta$  определяется по изменению интенсивности света, отраженного от образца, намагниченного в двух противоположных направлениях  $I_{+M}$  и  $I_{-M}$ , по отношению к интенсивности света, отраженного от не намагниченного образца  $I_0$ :

$$\delta = \frac{I_{+M} - I_{-M}}{I_{M=0}} = 2 \frac{I_{+M} - I_{-M}}{I_{+M} + I_{-M}}. \quad (21)$$

Именно указанная величина будет использована при представлении численных значений  $\delta$  в экспериментальной части данной работы.

## 2.2. Экваториальный эффект Керра в магнитоплазмонных кристаллах

К одним из ранних исследований, посвященных изучению влияния магнитного состояния среды на дисперсию ППП относятся теоретические работы 70-ых годов [52, 53].

Несколько лет спустя, экспериментальное подтверждение данных работ и возможность изменения магнитооптических свойств, в частности усиление ЭЭК, за счет изменения магнитного состояния среды было показано в работах, где возбуждение поверхностных ППП осуществлялось с использованием конфигурации Кретчмана [54, 55]. Механизм усиления ЭЭК связан с невязимостью закона дисперсии ППП, заключающейся в изменении волнового вектора ППП при изменении константы гирации ( $g$ ) материала [45]:

$$k_{\text{ППП}} = k_0(\varepsilon_1\varepsilon_2/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2))^{1/2}(1 + (-\varepsilon_1\varepsilon_2)^{-1/2}(1 - \varepsilon_2^2/\varepsilon_1^2)^{-1}g), \quad (21)$$

что схематически показано на Рис. 11.

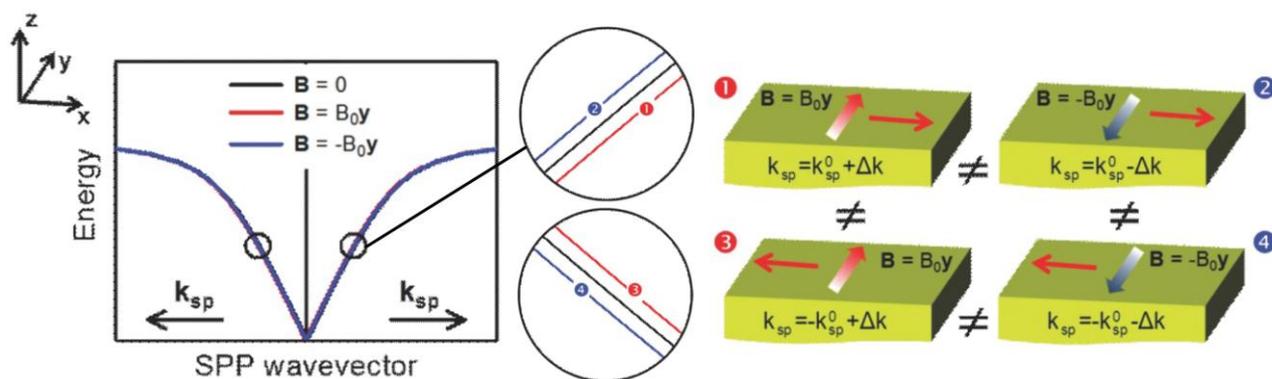


Рис. 11. Из [38]. Схематическое изображение невязимости закона дисперсии ППП в экваториальной геометрии приложенного магнитного поля. При одном и том же внешнем магнитном поле волновой вектор ППП, распространяющийся в одном направлении (1), отличается от волнового вектора ППП, распространяющегося в противоположном направлении (3). Аналогично, изменение направления магнитного поля (2, 4) приводит к противоположному изменению волновых векторов ППП, распространяющихся в противоположных направлениях.

При малом значении параметра гирации, невязимость закона дисперсии ППП вызывает смещение резонансов Фано в спектрах  $R$  поперечно намагниченной среды относительно немагнитного случая без значительного изменения их формы [56]. В результате, в диапазоне длин волн, соответствующему возбуждению ППП, при смене знака намагниченности в спектральных зависимостях ЭЭК также наблюдается резонанс Фано. Форма, добротность и амплитуда резонанса в спектре ЭЭК определяются как магнитооптическими свойствами материала, так и параметрами резонанса в спектре  $R$ . При этом величина смещения волнового вектора ППП не только линейно возрастает с параметром гирации, но и зависит от распределения электрического поля на границе раздела металл/диэлектрик. В частности, в случае МПЛК,

величина смещения волнового вектора ППП оказывается зависящей от параметров высоты их профиля и периода решётки.

Таким образом, изменение соотношения между резонансными и нерезонансными вкладами в оптические свойства материала в спектральном диапазоне, соответствующему возбуждению ППП, позволяет достигать необходимых параметров резонанса в спектре ЭЭК, как показано на Рис. 12.

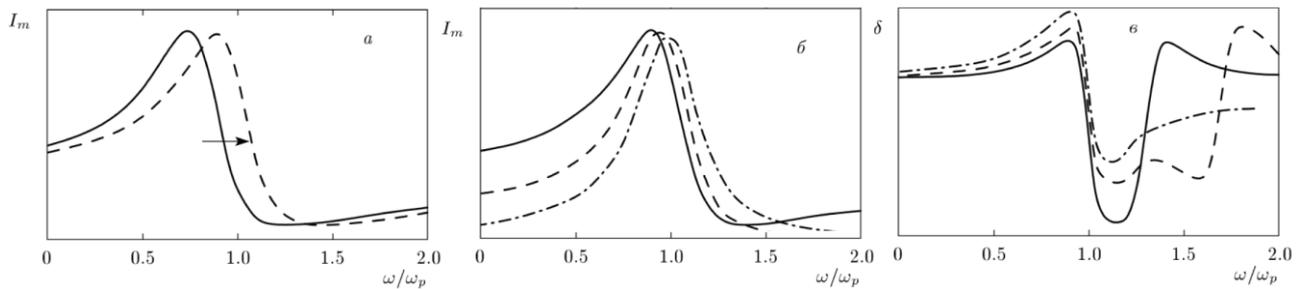


Рис. 12. Из [56]. (а) Смещение резонанса Фано в спектре отражения света  $I_m$  за счет намагничивания материала в экваториальной геометрии. (б) Резонансы Фано в спектре  $I_m$  и (в) величина ЭЭК  $\delta$  при параметре Фано, равном 0.3 (сплошные линии), 0.7 (штрихованные линии) и 3 (штрихпунктирные линии).

Отдельно стоит отметить, что возбуждение ППП также может быть использовано для усиления эффекта Фарадея, полярного эффекта Керра и меридионального эффекта Керра, однако механизм их усиления связан не с изменением закона дисперсии ППП под действием магнитного поля, а с гибридизацией ТМ и ТЕ волноводных мод или с влиянием локализации электромагнитного поля в области возбуждения плазмонных резонансов на спин-орбитальное взаимодействие в материале [45].

### 2.2.1. Экваториальный эффект Керра в одномерных магнитоплазмонных кристаллах

Хотя конфигурация Кретчмана успешно используется для усиления ЭЭК в гладких ферромагнитных пленках, использование МПлК позволяет более гибко управлять дисперсионным соотношением ППП и ЭЭК путем подбора параметров как до, так и после изготовления МПлК. Этот подход впервые был продемонстрирован в одномерных МПлК на основе ферромагнитных материалов железа, никеля и силицида железа в работах 90-ых годов и начала 2000-х [57–63]. В этих работах для изготовления МПлК использовали метод осаждения магнитных металлов на поверхность коммерческих магнитооптических и компакт-дисков, который актуален и сегодня на фоне дорогостоящих методов литографии. Например, ранние работы под руководством М. Ньюмана были посвящены изучению усиления ЭЭК в МПлК с

периодами 1600 мкм и 1200 мкм, покрытых тонкими слоями железа, никеля и кобальта [59, 61]. Хотя природа усиления ЭЭК на момент публикации работы была не ясна, коллективом авторов было экспериментально подтверждено, что в спектрах  $R$  и  $\delta$  МПлК наблюдаются резонансы Фано, спектральное положение которых соответствует уравнению (3). В дальнейших работах авторы исследовали оптические и магнитооптические свойства МПлК с меньшими периодами 1600 нм и 1200 нм, для которых было экспериментально продемонстрировано усиление ЭЭК на второй оптической гармонике на несколько порядков выше, чем ЭЭК для первой гармоники [62, 63]. В 2008 году, тем же коллективом авторов было исследовано усиление ЭЭК в одномерных МПлК на основе никеля и кобальта, покрытых 9 нм, 16 нм или 30 нм слоем серебра [64]. Период и высота профиля МПлК составили 1200 нм и 70 нм, соответственно. В качестве примера, угловые зависимости  $R$  и  $\delta$  МПлК на основе никеля с различной толщиной покрытия показаны на Рис. 13.

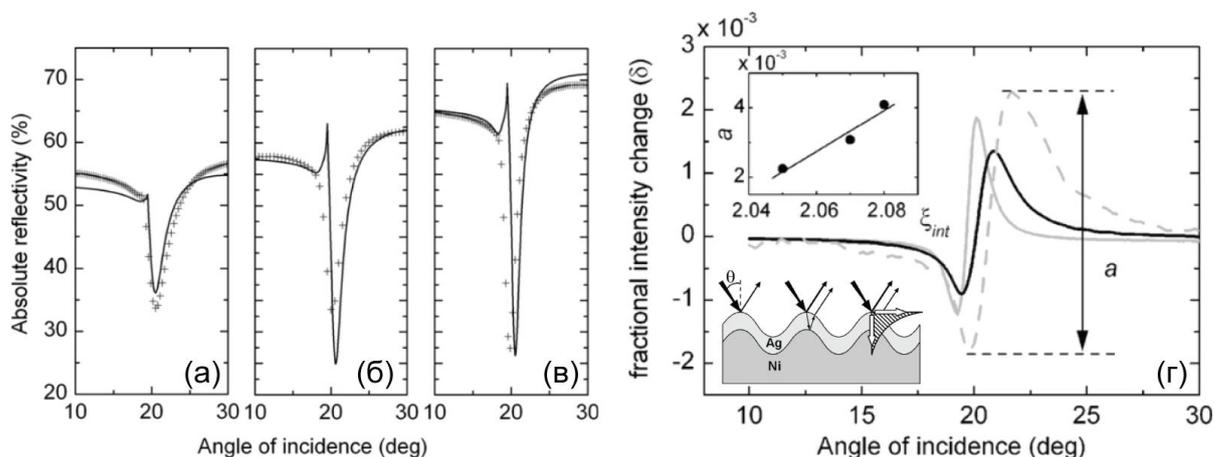


Рис. 13. Из [64]. Экспериментально полученные (сплошные линии) и смоделированные (символы +) угловые зависимости  $R$  на длине волны 819 нм для одномерных МПлК на основе никеля (а) без покрытия слоем серебра, (б) с толщиной покрытия 9 нм и (в) с толщиной покрытия 16 нм. (г) Угловая зависимость  $\delta$  для МПлК на основе никеля без покрытия слоем серебра (серая штрихованная линия), с толщиной покрытия 9 нм (черная линия) и с толщиной покрытия 16 нм (серая сплошная линия). На вставке показано схематическое изображение последовательности слоёв МПлК.

В работе показано, что увеличение толщины серебряного покрытия на порядок повышает добротность резонанса в спектре  $R$  МПлК за счет увеличения эффективности конверсии энергии падающей световой волны в энергию ППП [65]. Однако, несмотря на это, авторы экспериментально обнаружили, что увеличение добротности резонанса в угловой зависимости  $R$  не приводит к увеличению резонанса в угловой зависимости  $\delta$ , а при достижении

критической толщины слоя серебра, превышающей толщину скин слоя,  $\delta$  уменьшается до значений, характерных для плазмонных кристаллов, в состав которых не входят ферромагнитные материалы. Хотя использование покрытия из благородного металла не позволяет усилить ЭЭК, оно может быть использовано для увеличения добротности резонансов в угловых зависимостях  $\delta$  за счет экспоненциального затухания электрического поля ППП, возбуждаемых на границе раздела воздух/серебро, в область границы раздела серебро/никель.

Спустя некоторое время исследователи также обратили внимание на усиление ЭЭК в МПлК на основе коммерческих дисков с меньшими периодами, равными 320 и 740 нм [66, 67]. В частности, в работе [67] было экспериментально изучено усиление ЭЭК в одномерных МПлК на основе 100 нм слоя серебра, покрытого 5 нм слоя никеля, с периодами 320, 740 и 1600 нм. По аналогии с работой [64], наличие слоя серебра позволило повысить добротность резонансов в частотно-угловых спектрах  $R$  и  $\delta$  МПлК, за счет увеличения длины распространения ППП с 2 мкм для МПлК на основе только 5 нм слоя никеля, до 20 мкм при наличии 100 нм слоя серебра, на поверхности которого находится 5 нм слой никеля. Хотя большую добротность резонансов можно получить, например, в одномерных МПлК на основе тонких пленок из сплава кобальта и золота [68], максимальная  $\delta$  в работе [67] в несколько превышает аналогичное значение из работы [68]. Кроме того, уменьшение периода МПлК позволило достичь  $\delta$  в 0.7 %, что превышает ранее представленные результаты для МПлК с периодом 1600 нм того-же состава. В другой работе авторов [66], где объектом исследования являлись МПлК с периодом 320 нм и толщиной слоя никеля 100 нм, методом частотно-угловой спектроскопии был определён угол падения света, позволяющий добиться максимальной амплитуды резонанса в спектре  $R$  МПлК данного типа, а также максимальной эффективности возбуждения ППП, который составил 68°. Примеры полученных спектральных зависимостей из работ [66, 67] показаны на Рис. 14. Стоит отметить, что использование больших углов падения для возбуждения ППП в МПлК наиболее целесообразно так как ЭЭК пропорционален синусу угла падения света, и в первом приближении эффект не наблюдается под нормальным углом падения света. Как правило, ЭЭК постепенно возрастает с увеличением угла падения вплоть до определённого угла, при котором достигается максимум эффекта, после чего ЭЭК может как монотонно уменьшаться, так и проходить через точки перегиба, пока не вернется к минимальному значению при угле падения света, близком к 90°. Однако, как продемонстрировано в работе [69], в которой исследовались частотно-угловые зависимости  $R$  и  $\delta$  МПлК с периодом 740 нм на основе последовательных слоёв кобальта и золота, за счет возбуждения ППП ЭЭК также может быть в несколько раз усилен при квазинормальных углах падения света. Возможность наблюдения резонансно усиленного ЭЭК согласуется с возможностью эффективного возбуждения ППП в плазмонных кристаллах с достаточно большим периодом при нормальном падении света [70, 71].

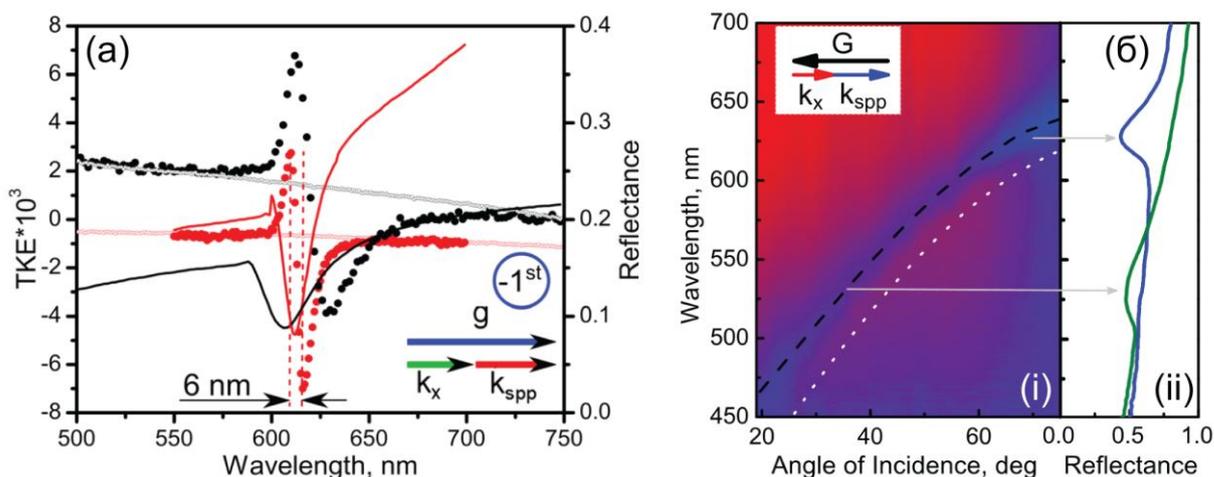


Рис. 14. Из [66, 67]. (а) Спектры  $R$  (сплошные линии) и  $\delta$  (цветные круги), измеренные под углом падения света  $68^\circ$  для МПлК на основе только 5 нм слоя никеля (черный цвет) и МПлК на основе 100 нм слоя серебра, покрытого 5 нм слоем никеля (красный цвет). Спектральные зависимости  $\delta$  для гладких контрольных образцов того-же состава изображены белыми кругами. На вставке схематически изображено условие возбуждения ППП за счет  $-1^{\text{го}}$  порядка дифракции. (б) Частотно-угловая зависимость  $R$  одномерного МПлК на основе никеля (i), с периодом 320 нм, а также (ii) спектральные зависимости  $R$  под углами падения света  $35^\circ$  (зеленый цвет) и  $68^\circ$  (синий цвет).

Дальнейшее усиление  $\delta$  вплоть до 4.5 % в данном типе МПлК возможно за счет замены слоя никеля на слой железа, что показано в работах [72, 73]. В данных работах объектом исследования выступили МПлК с периодом 320 нм на основе 100 нм слоя серебра, покрытого слоем железа толщиной 5 – 100 нм. Достигнутые значения  $\delta$  позволили применить данные МПлК в качестве высокочувствительных элементов датчиков коэффициента преломления, шестикратно превосходящих аналоги на основе плазмонных кристаллов по чувствительности и пределу детектирования, а также в качестве чувствительных элементов датчиков магнитного поля. Хотя принцип детектирования изменений коэффициента преломления основан на смещении резонанса в спектре  $\delta$  за счет изменения свойств среды, а принцип детектирования магнитных полей – на изменении магнитного состояния МПлК, помещенного в переменное магнитное поле с напряженностью мене поля насыщения МПлК, магнитным полем измеряемого объекта, максимальная чувствительность двух типов чувствительных элементов достигалась с использованием 5 нм слоя железа. Данный результат хорошо согласуется с ранее представленными данными для подобных МПлК на основе никеля [67]. Дальнейшее увеличение чувствительности МПлК может быть достигнуто за счет регистрации эффекта Гуса – Хенхен вместо ЭЭК, заключающегося в изменении пространственного распределения интенсивности

света, отраженного от МПлК [74]. Например, в работе [75] было показано, что в МПлК эффект Гуса – Хенхен в экваториальной геометрии внешнего магнитного поля в два раза превышает ЭЭК и может быть использован для улучшения эффективности магнитоплазмонных устройств. Кроме того, нельзя не отметить, что рассмотренные в представленных публикациях одномерные МПлК могут быть использованы в качестве перспективных элементов для управления фемтосекундными лазерными импульсами при помощи внешнего магнитного поля [76], а также для разработки чувствительных элементов магнитного поля, работающих в субпикосекундном временном масштабе [77].

Влияние высоты профиля одномерных МПлК на основе никеля было продемонстрировано в работе [78]. Полученные частотно-угловые зависимости  $R$  и  $\delta$  представлены на Рис. 15.

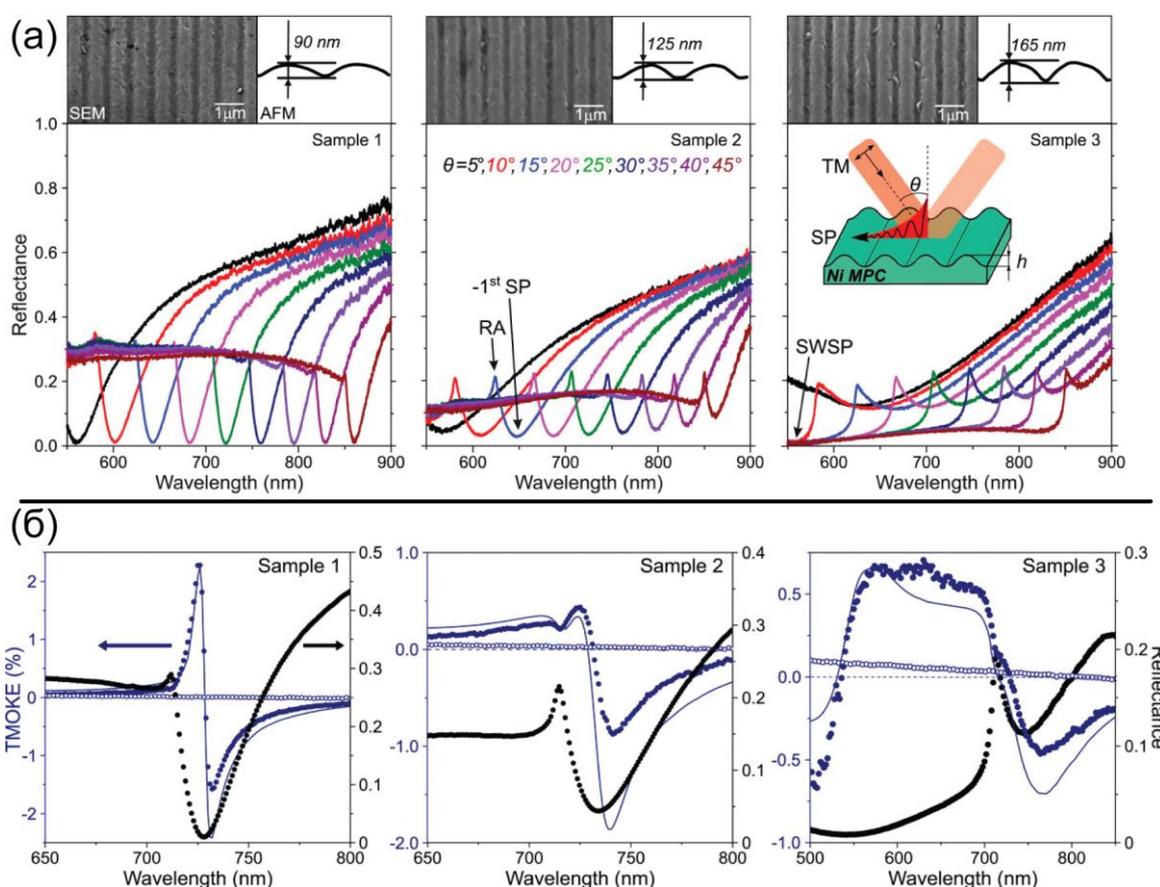


Рис. 15. Из [78]. (а) Изображения поверхности МПлК с разной высотой профиля, полученные при помощи сканирующего электронного микроскопа, и спектральные зависимости их  $R$  при различных углах падения. На вставке представлено схематическое изображение геометрии измерения. (б) Экспериментально полученные (сплошные синие линии) и смоделированные (синие круги) спектры  $\delta$  для МПлК с различной высотой профиля при угле падения света  $25^\circ$ . Спектральные зависимости  $\delta$  для гладких контрольных образцов того-же состава изображены белыми кругами.  $R$  МПлК представлен кривой черного цвета.

Авторами работы было показано, что увеличение высоты профиля приводит к уширению резонансов в спектрах  $R$  МПлК и увеличению их амплитуды на резонансной длине волны. Вместе с тем, увеличение высоты профиля также приводит к уширению резонанса в спектре  $\delta$  и уменьшению максимального  $\delta$  с 2.3 % до 0.5 %. Наблюдаемый эффект связан с тем, что резонанс в спектре  $\delta$  зависит от потерь энергии ППП при их распространении вдоль границы раздела металл/диэлектрик, а также от потерь энергии на дальнейшее переизлучение ППП. В то время как потери на поглощение слабо зависят от морфологии МПлК и определяются диэлектрической проницаемостью граничащих сред, потери на переизлучение растут с высотой профиля МПлК [6]. Для наиболее эффективного возбуждения ППП в рассматриваемом типе МПлК выгодно добиваться равенства двух указанных типов потерь. Экспериментально, достижение равенства двух вкладов проявляется в виде минимума амплитуды резонанса в спектре  $R$  и максимума резонанса в спектре  $\delta$  МПлК при достижении определённой высоты профиля. Таким образом, зависимость комбинации потерь энергии ППП немонотонно зависит от высоты профиля и, в случае МПлК из работы [78] достигает оптимальных значений при высоте профиля, близкой к 90 нм.

### **2.2.2. Экваториальный эффект Керра в двумерных магнитоплазмонных кристаллах.**

Двумерные МПлК, в отличие от одномерного случая, поддерживают возбуждение как коллинеарных ППП, возбуждаемых ТМ-поляризованным светом и распространяющихся в плоскости падения света, так и неколлинеарных – возбуждаемых ТЕ-поляризованным излучением и распространяющихся в плоскостях, отличных от плоскости падения света. Эта особенность позволяет наблюдать одновременно несколько резонансов в спектральных зависимостях  $R$  и  $\delta$ . Например, в работе [79] были рассмотрены оптические и магнитооптические свойства двумерных МПлК с гексагональной решеткой, состоящих из последовательных слоёв Ti (2 нм), Fe (100 нм) и Au (2 нм). В работе было экспериментально показано, что в МПлК с несколькими осями решетки спектральное положение резонансов  $\delta$  находится в сложной зависимости от угла падения света, азимутального угла и периода структуры. Максимальное значение  $\delta$  в исследуемых образцах составило приблизительно 0.6 % при угле падения света  $55^\circ$ , что близко к значениям для одномерных МПлК. Изображения исследованных МПлК, а также полученные спектральные зависимости  $R$  и  $\delta$ , показаны на Рис. 16.

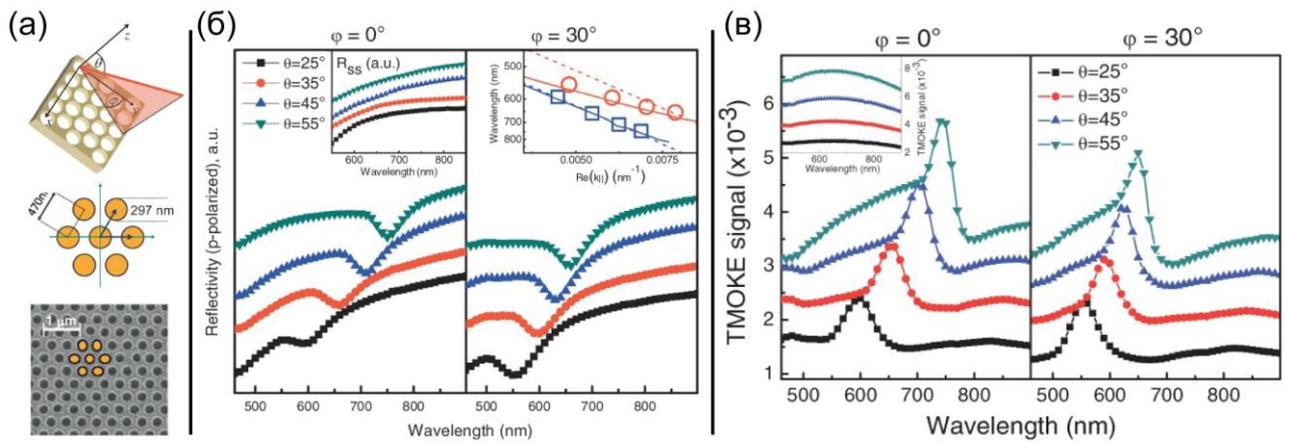


Рис. 16. Из [79]. (а) Схематические изображения геометрии измерения спектров  $R$  и  $\delta$  двумерного МПлК под углом падения света  $\theta$  и азимутальным углом  $\varphi$ , и расстояний между узлами МПлК, а также изображение поверхности МПлК, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа. (б) Спектральные зависимости  $R$  МПлК в случае  $p$ -поляризованного света при различных  $\theta$  и фиксированных  $\varphi$ . На вставках показаны спектральная зависимость  $R$  в случае  $s$ -поляризованного света при  $\varphi = 0$  градусов, а также спектральное положение минимума  $R$  в зависимости от волнового вектора, полученное из экспериментальных данных (квадраты для случая  $\varphi = 0$  градусов и круги для случая  $\varphi = 30$  градусов) и теоретических оценок (штрихованные линии). (в) Спектральные зависимости  $\delta$  при различных  $\theta$  и фиксированных  $\varphi$ . На вставке показаны спектральные зависимости  $\delta$  для не наноструктурированной пленки того же состава.

Позднее, тем же коллективом авторов был исследован эффект усиления ЭЭК в двумерных МПлК с квадратной решеткой и составом Au (15 нм)/Co (6 нм)/Au (25 нм) [80]. В статье отмечается, что применение заявленных МПлК в качестве чувствительных элементов датчика коэффициента преломления позволяет увеличить чувствительность метода на два порядка по сравнению с чувствительными элементами того же состава на основе конфигурации Кретчмана. Усиление ЭЭК в двумерных МПлК с гексагональной решёткой на основе 500 нм пленки никеля было исследовано в работах [81, 82]. В дополнение к спектральным зависимостям  $\delta$ , авторами была экспериментально показана возможность усиления меридионального эффекта Керра при ненулевом азимутальном угле за счет возбуждения неколлинеарных ППП. Интересным следствием одновременного возбуждения коллинеарных и не коллинеарных ППП является возможность их гибридизации и наложения резонансных особенностей в спектрах  $R$  и  $\delta$ . Данная возможность на примере двумерного МПлК с квадратно упорядоченной решеткой на основе 60 нм слоя кобальта была продемонстрирована в работе [83]. Другой отличительной особенностью двумерных МПлК от одномерного случая является возможность одновременного резонансного усиления полярного эффекта Керра и ЭЭК [84, 85]. Данная возможность

обусловлена возбуждением ППП совместно с локализованным плазмонным резонансом на отдельных узлах решетки или коллективным локализованным плазмонным резонансом. В отличие от резонансов в спектрах  $\delta$ , усиление полярного эффекта Керра не обязательно происходит в окрестности длины волны, соответствующей минимуму  $R$  и возбуждению ППП [86]. Спектральное положение и величина такого усиления зависит только от размеров и формы узлов МПлК, а также от расстояния между ними. Экспериментальное исследование вклада локализованных резонансов в магнитооптические свойства двумерных МПлК было проведено в работах [87, 88], в которых наблюдалась модификация и усиление магнитооптического отклика в упорядоченных двумерных массивах дисков и эллипсов из никеля. Авторами было показано, что взаимодействие между ППП, распространяющимися вдоль направлений двух векторов обратной решетки, приводило к усилению полярного эффекта Керра, величина которого определялась периодом решетки в направлении, параллельном плоскости падения света. В то же время, величина резонансов в спектрах  $R$  в основном определялась периодом решетки в направлении, перпендикулярном плоскости падения света. Возможность гибкого управления продольными и ортогональными локализованными плазмонными модами была продемонстрирована в работах [89, 90], исследовавших схожие процессы в двумерных МПлК с квадратно упорядоченной решеткой на основе кобальта. Отдельно стоит упомянуть, что в МПлК на основе решетки, упорядоченность которой отличается от квадратной, не возникают дополнительные эффекты, отличные от наблюдаемых в МПлК с квадратно упорядоченной решеткой [91]. Напротив, МПлК с квадратно упорядоченной решеткой являются более анизотропными с точки зрения возбуждения локализованных плазмонных мод и ППП, что на практике может быть использовано в качестве дополнительной возможности управления свойствами МПлК.

### **2.2.3. Магнитоплазмонные кристаллы на основе пермаллоя.**

В виду того, что величина магнитооптической активности МПлК зависит от комбинации оптических и магнитных свойств, выбор того или иного ферромагнитного металла при изготовлении МПлК делается либо для увеличения абсолютного значения магнитооптических эффектов, либо для увеличения добротности возбуждения ППП. Так, намагниченность насыщения железа и кобальта примерно в 3 – 4 раза выше, чем у никеля [92], что позволяет добиться больших величин магнитооптических эффектов в МПлК на их основе. С другой стороны, никель обладает несколько меньшим коэффициентом поглощения света в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне длин волн, что позволяет добиваться более добротных плазмонных резонансов в МПлК на его основе. С точки зрения оптимизации между величиной

магнитооптических эффектов и поглощением оптического излучения, одним из наиболее интересных вариантов является использование пермаллоя – сплава железа и никеля  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ , являющегося магнитомягким материалом с минимальной магнитокристаллической анизотропией и намагниченностью насыщения, в два раза превышающей намагниченность никеля. Использование пермаллоя в качестве материала для изготовления одномерных МПлК было предложено в 2013 году в работе [93]. МПлК, исследованные в данной работе, представляли собой одномерный массив прямоугольных дорожек из пермаллоя, изготовленных на поверхности кремниевой подложки. В отличие от ранее представленных результатов, например в [66], максимум  $\delta$ , достигнутый авторами в работе, спектрально смещен относительно длины волны резонанса в спектре  $R$  на величину, определяемую как параметрами решетки, так и составом МПлК, что хорошо согласуется результатами из работы [94]. Стоит отметить, что достигнутый в работе [93]  $\delta$  в 0.2 % может быть увеличен до  $\delta \approx 0.8$  %, что было показано в работе [95], где были рассмотрены оптические и магнитооптические свойства МПлК на основе пленок пермаллоя толщиной 100 и 130 нм, схожих с образцами из работ [66, 67, 72]. Кроме того, по аналогии с работой [73], одномерные МПлК на основе пермаллоя были предложены в качестве чувствительных элементов датчиков магнитного поля, не уступающих одномерным МПлК на основе железа и никеля в чувствительности.

Экспериментальное исследование усиления продольного эффекта Керра и ЭЭК в двумерных МПлК на основе пермаллоя было продемонстрировано в работе [96]. На примере МПлК с квадратно упорядоченной решеткой авторами было показано, что подбор угла падения света и периода решетки позволяет добиться резонансного усиления магнитооптических эффектов для  $p$ - и  $s$ -поляризованного падающего излучения. Дополнительные возможности по управлению оптическими и магнитооптическими свойствами двумерных МПлК могут быть реализованы за счет возбуждения ППП на границе раздела двух диэлектрических слоев, позволяющих достичь  $\delta$  в 0.3 % [97]. Отдельного упоминания заслуживают двумерные МПлК с нарушенной зеркальной симметрией [98, 99]. В частности, усиление магнитооптических эффектов в подобных МПлК показано в работе [100], в которой узлы МПлК представляют собой золотые кольца с колонной из пермаллоя, расположенной внутри кольца на некотором расстоянии от его центра. За счет гибридизации мультиполярных темных плазмонных мод кольцевого нанорезонатора с локализованным плазмонным резонансом ферромагнитной колонны авторам работы удалось добиться усиления магнитооптической активности материала в 2 – 3 раза по сравнению с МПлК того-же типа, но имеющими симметричную структуру.

### **3. Магнитные свойства магнитоплазмонных кристаллов на основе поликристаллических ферромагнитных металлов.**

Магнитные свойства наноструктур обладают рядом уникальных особенностей, которые необходимо учитывать при интерпретации их магнитных свойств [101]. Например, если речь идет о поликристаллических материалах, то каждый элемент наноструктуры состоит из конечного числа различных по размеру и форме зерен. Это означает, что магнитные свойства различных частей наноструктуры могут значительно отличаться друг от друга, а общие магнитные свойства системы нельзя в полной мере считать усредненными по отдельным элементам поверхности или объема. Даже если этот эффект можно считать незначительным, разброс в размерах, форме и шероховатости, а также наличие случайных дефектов в элементах наноструктуры, может существенно повлиять на процессы перемагничивания образцов, особенно при характерном размере элементов на уровне или большем, чем длина обменного взаимодействия. Кроме того, при близком расположении элементов необходимо учитывать магнитостатическое взаимодействие между ними. Все эти факторы влияют на возникновение анизотропии магнитных свойств в наноструктурированных материалах, проявляющейся в наличии осей легкого (ОЛН) и трудного (ОТН) намагничивания. Таким образом, интерпретация магнитных свойств наноструктурированных систем зависит от множества факторов и может значительно меняться даже при минимальных изменениях в их морфологии или составе. В связи с этим, далее в обзоре рассмотрены только примеры упорядоченных наноструктур на основе пермаллоя, которые близки по своей структуре и свойствам к МПлК, рассмотренным в предыдущих разделах.

#### **3.1. Магнитные свойства одномерных магнитоплазмонных кристаллов.**

Одномерные МПлК, исследуемые в рамках диссертации, в общем случае можно представить в виде системы периодически упорядоченных дорожек, целиком состоящих из ферромагнитных металлов, или покрытых слоем непрерывного ферромагнитного металла. В большинстве случаев, нарушение симметрии ферромагнитной пленки за счет наличия дорожек приводит к возникновению наведенной плоскостной одноосной анизотропии магнитных свойств с ОЛН, направленной вдоль дорожек МПлК [102–108]. В частности, одноосная магнитная анизотропия в МПлК на основе поликристаллических ферромагнитных металлов вызвана преимущественно анизотропией формы, зависящей как от морфологии МПлК, так и от толщины и параметров роста ферромагнитного слоя [109–114]. Как правило, основную роль в формировании данной анизотропии играет магнитостатическое взаимодействие, которое наиболее выражено, когда расстояние между дорожками МПлК меньше, чем их ширина [115].

Угловые зависимости магнитных свойств одномерных МПлК, представляющих собой массив отдельных дорожек из пермаллоя с различной высотой, шириной и расстоянием между ними, были изучены в работах [103, 116–118]. В работе [117] были исследованы МПлК с высотой дорожек 30 – 50 нм, и шириной дорожек в диапазоне 0.2 – 10 мкм. Для изготовления систем с сильным и слабым магнитным взаимодействием между дорожками, расстояние между дорожками было установлено равным ширине дорожек, и в 10 раз превышающем ширину дорожек, соответственно. В согласии с работами, в которых исследовались похожие МПлК на основе железа и никеля [119, 120], авторы показали, что при перемагничивании вдоль ОЛН, а именно вдоль направления дорожек, МПлК с меньшей шириной дорожек характеризуются большей коэрцитивной силой ( $H_c$ ) вне зависимости от расстояния между дорожками. Данный эффект связан с неоднородным распределением намагниченности по типу изгиба (buckling) [116, 118] в узких дорожках, приводящем к появлению доменных стенок, направленных перпендикулярно направлению дорожек. В свою очередь, это приводит к тому, что основным механизмом перемагничивания образцов становится когерентное вращение вектора намагниченности, которое также является основным механизмом перемагничивания вдоль ОТН, а именно поперек дорожек МПлК. Кроме того, уменьшение расстояния между дорожками также приводило к уменьшению  $H_c$  ввиду усиления дипольного взаимодействия между дорожками [121, 122]. Дополнительно, в работе [123] было показано, что в случае близко расположенных массивов ферромагнитных дорожек из  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ , когда их магнитные свойства обусловлены магнитостатическим взаимодействием, магнитные моменты соседних дорожек стремятся выстроиться антипараллельно друг другу в малых магнитных полях. В дальнейшем авторами работы также было экспериментально продемонстрировано, что важную роль в изменении процесса перемагничивания подобных МПлК играет не только ширина дорожек, но и их высота. В работе [103] объектом исследования выступили одномерные МПлК на основе пермаллоя с фиксированной шириной дорожек, равной 185 нм, и расстоянием между дорожками, составившим 35 нм, но различной высотой дорожек в диапазоне 10 – 180 нм. Было показано, что  $H_c$  МПлК вдоль ОЛН имеет немонотонную зависимость от аспектного соотношения дорожек и достигает максимума при значении 0.54, что соответствовало высоте дорожек приблизительно равной 80 нм. Кроме того, увеличение высоты дорожек МПлК сопровождалось уменьшением коэффициента квадратичности и увеличением поля насыщения ( $H_s$ ) вдоль ОТН. Стоит упомянуть, что немонотонный характер зависимости  $H_c$  вдоль ОЛН также наблюдался в работе [124], где дополнительно была продемонстрирована возможность увеличения  $H_c$  за счет пространственной модуляции ширины дорожек. Из соображений, что  $H_s$  вдоль ОТН МПлК на основе отдельных дорожек из пермаллоя складывается из поля анизотропии ( $H_k$ ) и размагничивающего поля ( $H_d$ ) согласно формуле:

$$H_s \approx H_k + \frac{3}{2}H_d, \quad (22)$$

в которой первым слагаемым для МПлК на основе пермаллоя можно пренебречь, эффект увеличения  $H_s$  был связан в первую очередь с вкладом  $H_d$  отдельных дорожек. В свою очередь,  $H_d$  для массива дорожек МПлК можно представить в виде:

$$H_d = 4\pi M_s \frac{t}{w} \alpha(r), \quad (23)$$

где  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $t$  – высота дорожек,  $w$  – ширина дорожек, а  $\alpha(r)$  – величина, зависящая от отношения расстояния между дорожками МПлК к их ширине ( $s/w$ ). В случае, когда  $s/w \rightarrow 0$ ,  $\alpha(r) \rightarrow 0$ , а в обратном случае  $\alpha(r) \rightarrow 1$ . Первый случай соответствует непрерывной ферромагнитной пленке, а второй характерен для изолированных невзаимодействующих ферромагнитных дорожек. Таким образом, рост высоты дорожек МПлК приводит к увеличению  $H_d$  и, соответственно, к увеличению  $H_s$ . Данные расчеты также можно скорректировать, добавив поправку, связанно с дипольным взаимодействием между дорожками, уменьшающим эффективное поле вдоль ОТН, и пропадающей при расстоянии между отдельными дорожками, превышающем 500 нм [125]:

$$H_{90} = H_d - 2.1 \frac{\mu_0 M_s V}{4\pi s^3}, \quad (24)$$

где  $V$  – объем отдельной дорожки, а  $s$  – расстояние между дорожками. При высоте дорожек менее 60 нм, угловые зависимости петель гистерезиса МПлК подтвердили, что их перемагничивание осуществляется путем когерентного вращения вектора намагниченности, в согласии с предыдущей работой [117]. Дальнейшее увеличение высоты дорожек до 80 нм приводит к тому, что перемагничивание МПлК происходит за счет комбинации двух механизмов – когерентного вращения вектора намагниченности и путем образования вихревых доменных границ (curling reversal mode) [126]. Для образцов МПлК с высотой дорожек более 120 нм было подтверждено преобладание второго механизма перемагничивания [127]. Полученные авторами результаты подтвердились при исследовании похожих систем: одномерных массивов дорожек из пермаллоя с шириной 175 нм, расстоянием 175 нм и высотой 80 нм [105], а также одномерных массивов дорожек из пермаллоя с шириной 175 нм, расстояниями в диапазоне 35 – 175 нм, и высотой 20 нм [104, 128].

В отличие от систем, состоящих из массивов отдельных ферромагнитных дорожек, магнитные свойства одномерных МПлК на основе непрерывных ферромагнитных пленок с волнистым профилем определяются рядом дополнительных факторов [129]. Так, одноосная магнитная анизотропия в наноструктурированных магнитных материалах на основе поликристаллического пермаллоя с высотой профиля до 10 нм [111] может возникать ввиду магнитостатического взаимодействия между эшелонами моноатомных ступеней на поверхности

образцов, механических напряжений в пленке, или дипольного взаимодействия между дорожками. Поликристаллическая структура пленок позволяет исключить первые два фактора ввиду усреднения магнитных свойств по большому числу случайно ориентированных кристаллитов, а последний фактор приводит к тому, что плотность свободной энергии образцов минимальна вдоль направления дорожек, и максимальна поперек направления дорожек. В данных структурах, направление намагниченности в остаточном состоянии преимущественно совпадает с направлением дорожек [112]. Перемагничивание вдоль дорожек, в том числе в МПлК с большой высотой дорожек, происходит путем резкого необратимого изменения направления намагниченности с  $H_c$ , меньшей по сравнению со случаем перемагничивания путем поворота вектора намагниченности согласно модели Стонера-Вольфарта. Как было показано в работах [130–132], где исследовались похожие образцы МПлК на основе кобальта, процесс перемагничивания вдоль ОЛН происходит путем зарождения и закрепления доменной стенки. Отсутствие механизма поворота вектора намагниченности при перемагничивании образцов вдоль ОЛН также подтверждается тем, что  $H_c$  образцов растет с увеличением высоты профиля [133], в то время как  $H_c$  в случае перемагничивания путем поворота направления вектора намагниченности либо падает либо не меняется с высотой профиля [134]. Также стоит отметить, что  $H_c$  МПлК подобного типа в основном зависит от высоты дорожек, в то время как изменение толщины ферромагнитного слоя приводит к слабому изменению  $H_c$ , преимущественно связанному с изменением типа доменной стенки с увеличением толщины пленки [133]. Наличие одноосной магнитной анизотропии в одномерных МПлК также наблюдалось в образцах на основе одномерных решеток с квази-синусоидальным и квази-трапецеидальным профилем [107, 135], механизм перемагничивания которых сходится с результатами ранее упомянутых работ. Дополнительно стоит отметить, что дипольное взаимодействие между дорожками одномерных МПлК на основе поликристаллического пермаллоя может приводить к появлению нескольких полей переключения при их перемагничивании вдоль ОЛН, что было показано в работах [108, 136].

Процесс перемагничивания МПлК с волнистым профилем вдоль ОЛН, а именно поперек направления дорожек, зависит от формы и высоты дорожек, а также от толщины ферромагнитного слоя [111, 112, 130, 137, 138]. Модель распределения намагниченности вдоль ОЛН МПлК с высотой дорожек, не превышающей 100 нм, была предложена в работе [139] и экспериментально продемонстрирована в [112]. Распределение вектора намагниченности МПлК с волнистым профилем и различной толщиной ферромагнитного слоя схематически показано на Рис. 17.

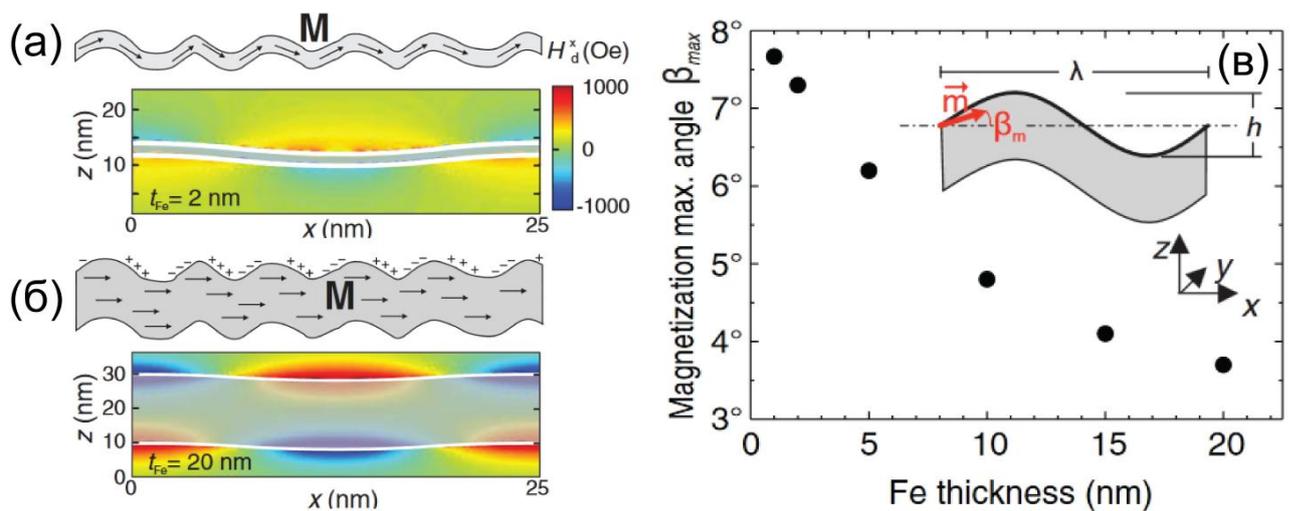


Рис. 17. Из [111]. Схематические изображения и результаты микромагнитного моделирования направления вектора намагниченности одномерных МПлК с толщиной слоя железа (а) 2 нм и (б) 20 нм, намагниченных вдоль трудной оси. (в) Зависимость максимального угла наклона вектора намагниченности МПлК ( $\beta_{max}$ ) от толщины слоя железа.

При толщине ферромагнитного слоя, равной или меньшей, чем высота дорожек, магнитостатическое взаимодействие между дорожками МПлК минимально, а магнитные свойства системы определяются обменным взаимодействием. Это приводит к тому, что вектор намагниченности МПлК “следует” за формой профиля, небольшие отклонения от которого вызваны преимущественно поликристаллической структурой ферромагнитной пленки. В случае больших толщин ферромагнитного слоя, вектор намагниченности в разных местах МПлК стремится ориентироваться вдоль приложенного поля и в плоскости структуры, что приводит к появлению полей рассеяния, создаваемых отдельными дорожками МПлК. Авторами также было показано, что при увеличении толщины ферромагнитного слоя, рост  $H_d$  и  $H_s$  происходит вплоть до некоторой критической толщины, являющейся граничным значением между двумя типами преимущественного направления магнитного момента при намагничивании МПлК вдоль ОТН. Количественное отношение вкладов обменного и дипольного взаимодействия для МПлК с различной толщиной ферромагнитного слоя показано в работе [130]. Кроме того, в работе [138] было экспериментально показано наличие двух  $H_d$  в МПлК данного типа, одно из которых не зависит от толщины ферромагнитного слоя. Ввиду возможности подбора механизма перемагничивания одномерных МПлК вдоль ОТН за счет изменения высоты профиля, интересным представляется изучение магнитных свойств подобных структур при увеличении их периода, позволяющем уменьшить дипольное взаимодействие между отдельными дорожками. Данный эффект был показан в работе [106] на примере серии МПлК с периодом 1200 нм, толщиной слоя пермаллоя 20 нм, шириной примерно 500 нм и высотой дорожек в диапазоне

14 – 65 нм. Авторами было показано, что при высоте дорожек 65 нм, одноосная магнитная анизотропия выражена значительно сильнее, чем при высоте дорожек 11 нм, что согласуется с ранее представленной моделью [139]. Похожий эффект ослабления одноосной магнитной анизотропии при увеличении периода МПлК наблюдался в работе [140]. Тем не менее, модель описания одноосной магнитной анизотропии одномерных МПлК из работы [139] не позволяет полностью объяснить магнитные свойства МПлК с большой высотой дорожек, в особенности, если толщина ферромагнитного слоя меньше высоты профиля МПлК, что было продемонстрировано в работе [141]. В частности, при толщине ферромагнитного слоя выше 60 нм в МПлК с периодом 250 нм и высотой профиля 180 нм микромагнитное моделирование подтвердило значительное отклонение распределения намагниченности в МПлК от ранее рассмотренной модели. Экспериментально полученная авторами зависимость поля переключения МПлК от толщины ферромагнитного слоя, а также результаты микромагнитного моделирования распределения вектора намагниченности в объеме ферромагнитного слоя МПлК, показаны на Рис. 18.

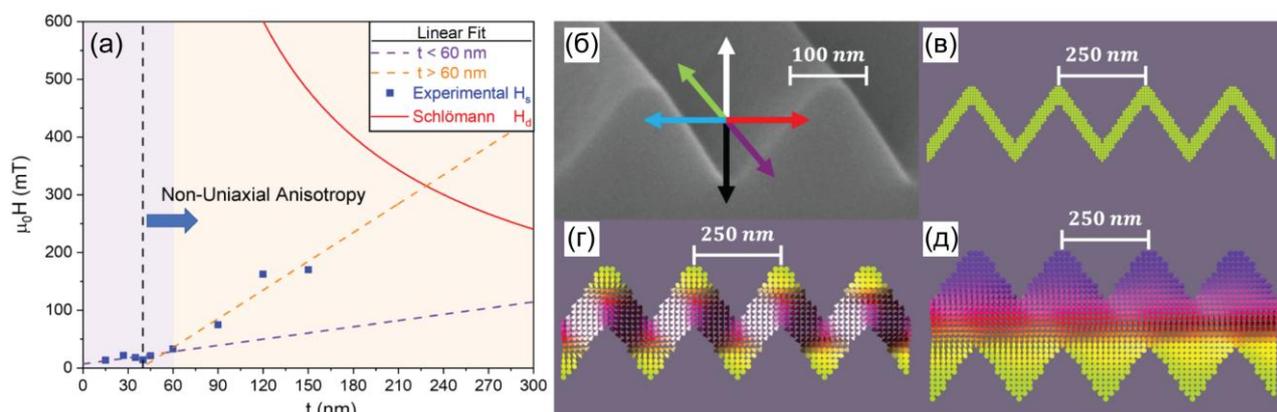


Рис. 18. Из [141]. (а) Зависимость поля переключения одномерного МПлК от толщины ферромагнитного слоя. Чёрная, штрихованная линия обозначает критическую толщину, при которой происходило ослабление одноосной магнитной анизотропии. (б) Изображение МПлК, и цветовая схема для расшифровки направления магнитного момента в ферромагнитном слое МПлК в остаточном состоянии при толщине слоя (в) 60 нм, (г) 180 нм и (д) 300 нм.

### 3.2. Магнитные свойства двумерных магнитоплазмонных кристаллов.

Магнитные свойства двумерных МПлК, в зависимости от периода и высоты профиля, определяются как свойствами отдельных узлов, так и дипольным взаимодействием между отдельными ними. Узел МПлК можно представить в виде отдельной частицы, магнитные свойства которой зависят от баланса между обменной энергией, стремящейся ориентировать

магнитные моменты частицы в одном направлении, энергией магнитной анизотропии, стремящейся ориентировать магнитные моменты вдоль некоторого выделенного направления, и  $H_d$ , стремящимся к минимальному значению. Одним из наиболее выраженных видов магнитной анизотропии в двумерных МПлК является магнитокристаллическая анизотропия, приводящая к возникновению ОЛН, ориентированных вдоль кристаллографических осей узлов МПлК. Дополнительно, в случае изготовления МПлК из монокристаллических структур, могут также наблюдаться другие типы анизотропии, например, ввиду наличия механических напряжений между подложкой и функциональными слоями МПлК или ввиду различия координационных чисел прилегающих слоёв структуры. Минимизация данных видов магнитной анизотропии может быть достигнута путем формирования поликристаллических пленок, в которых происходит усреднение магнитных свойств по множеству отдельных зёрен.

Особым типом анизотропии, наблюдаемым при рассмотрении магнитных свойств узлов двумерных МПлК, является анизотропия формы, возникающая ввиду неоднородности их  $H_d$  в случае, если форма элементов в узлах МПлК отличается от сферической [92]. Минимизировать вклад неоднородности  $H_d$  в плоскостные магнитные свойства МПлК можно за счет формирования сплюснутых узлов эллиптической формы. Уменьшение  $H_d$  узлов МПлК происходит за счет образования доменов, при условии, что прирост магнитостатической энергии за счет уменьшения  $H_d$  должен превышать величину энергии, требуемую для образования доменной стенки. Кроме того, образование доменной структуры в узлах МПлК ограничено двумя характерными величинами – критическим диаметром перехода в однодоменное состояние и шириной доменной стенки. Ширина доменной стенки определяется величиной обменного взаимодействия и энергией анизотропии, которые стремятся увеличить или уменьшить ширину стенки, соответственно. Стоит отметить, что при размерах узлов, меньших чем указанные значения, их однодоменное состояние не обязательно характеризуется однородным распределением намагниченности. В связи с этим выделяют длину обменного взаимодействия, в пределах которой узел является однородно намагниченным, а энергия обменного взаимодействия превышает магнитостатическую. В зависимости от того, являются ли узлы МПлК крупными поликристаллическими частицами, или небольшими частицами с минимальным числом кристаллитов, их магнитные свойства также будут определяться анизотропией формы или “поверхностной” анизотропией, под которой подразумевается анизотропия приповерхностной зоны частицы.

При рассмотрении магнитных свойств двумерных МПлК, обусловленных коллективными свойствами узлов из ферромагнитных частиц, важную роль играет диполь-дипольное взаимодействие как между центрами узлов, так и между их краями. В частности,

наличие дипольного взаимодействия в системе узлов МПлК проявляется в сохранении величины  $H_c$  и увеличению “наклона” петли гистерезиса с увеличением расстояния между узлами [142, 143]. Величина дипольного взаимодействия зависит не только от расстояния между узлами и их состава, но и от высоты узлов, уменьшение которой в два раза приведет к аналогичному уменьшению дипольного взаимодействия. Взаимодействие между узлами МПлК также зависит от того, находятся ли узлы в мультидоменном или однодоменном состоянии. Отдельно можно отметить, что вклад дипольного взаимодействия особенно существенен в системах со слабой магнитокристаллической анизотропией и анизотропией формы. Тип решетки МПлК также имеет значительное влияние на процессы перемагничивания структур, особенно при малых расстояниях между узлами [144].

Дополнительно, в МПлК с узлами не эллиптической формы, независимо от их размеров, может наблюдаться “конфигурационная” анизотропия, возникающая из-за неоднородной намагниченности на краях узлов МПлК [145]. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению энергии  $H_d$  и незначительному росту обменной энергии. Конфигурационная анизотропия также препятствует формированию магнитных вихревых состояний и способствует формированию состояния с одноосной намагниченностью [146]. Экспериментальное наблюдение конфигурационной анизотропии ввиду неравномерного распределения намагниченности узлов в двумерных МПлК на основе пермаллоя наблюдалось в работе [147]. В данной работе были исследованы угловые зависимости петель гистерезиса образцов, состоящих из квадратных частиц размером  $150 \times 150$  нм и высотой 10 нм, с расстоянием между ними 150 нм. В отличие от двухкратной симметрии анизотропии, наблюдаемой в одномерных МПлК [107], при перемагничивании двумерных МПлК наблюдалась четырехкратная симметрия анизотропии и  $H_c$  с осями, направленными вдоль ребер кубических частиц. При дальнейшем увеличении длины стороны квадратных частиц до 500 нм происходит рост их энергии анизотропии [148]. Однако, как было показано в работе [149], при увеличении длины стороны квадратных частиц из пермаллоя до 6 мкм и далее до 10 мкм энергия анизотропии постепенно уменьшалась, что приводило к ослаблению четырехкратной симметрии анизотропии. Стоит отметить, что перемагничивание узлов двумерных МПлК с размерами порядка нескольких сотен нанометров может происходить за счет образования и распространения магнитных вихрей [150–152]. Такой тип перемагничивания характеризуется тем, что при уменьшении внешнего магнитного поля намагниченность в плоскости МПлК практически не меняется до достижения некоторого критического значения, при котором на узлах решетки происходит зарождение вихревого потока и резкое падение величины намагниченности в плоскости МПлК. Дальнейшее уменьшение магнитного поля приводит к тому, что центр вихревого потока смещается к центру узла, а намагниченность МПлК уменьшается до величины, близкой к нулю.

#### **4. Заключение к литературному обзору.**

Из приведенного литературного обзора можно сделать вывод, что МПлК представляют собой перспективный инструмент для усиления известных и наблюдения новых магнитооптических эффектов. Кроме того, они также представляют большой интерес в качестве материалов, чьи магнитные свойства могут быть контролируемо изменены за счёт контроля их состава и морфологии. На сегодняшний день в научных публикациях описано множество различных типов МПлК, подходящих для усиления магнитооптических эффектов в широком диапазоне длин волн. Однако основным недостатком их применения является сложность одновременного достижения низких оптических потерь и высоких значений магнитооптических эффектов в слабых магнитных полях. При создании МПлК на базе ферромагнитных металлов одним из наиболее интересных материалов является пермаллой, интерес к которому обусловлен оптимальным сочетанием между оптическими потерями, эффективностью возбуждения ППП, величиной магнитооптических эффектов и гибкостью в достижении требуемого типа магнитной анизотропии. Тем не менее, даже при использовании поликристаллического пермаллоя с минимальной магнитокристаллической анизотропией, магнитные свойства МПлК определяются множеством параметров, которые требуют оптимизации под конкретные прикладные или исследовательские задачи.

## Глава II: Методы изготовления и изучения свойств магнитоплазмонных кристаллов на основе пермаллоя.

### 1. Методы создания одномерных и двумерных магнитоплазмонных кристаллов.

#### 1.1. Подготовка одномерных квази-синусоидальных и трапецеидальных дифракционных решеток методом механической резки.

Полимерные подложки для создания одномерных МПлК с синусоидальным и квази-трапецеидальным были изготовлены из коммерческих BD и DVD дисков. Для этого с помощью керамических ножниц из дисков вырезали квадратные участки площадью от 0.5 до 1 см<sup>2</sup>. Затем от вырезанных областей отделялись защитные слои. При этом, для изготовления подложек из BD дисков использовались поликарбонатные основы дисков, а в случае изготовления образцов на основе DVD дисков – части их защитного слоя, также изготовленного из аналогичного материала. Параметры решёток определялись типом диска. Выбор защитного слоя DVD диска обусловлен меньшим количеством дефектов, возникающих в процессе их штамповки. Все полученные подложки промывались в изопропиловом спирте в ультразвуковой ванне при температуре 60 °С в течении 10 минут для отчистки от загрязнений на поверхности подложек, а также их отражающих и записывающих слоёв. Заявленные период квази-синусоидальной решетки и высота профиля подложек на основе BD дисков составляют 320 нм и 20 нм, соответственно. Аналогичные параметры для трапецеидальных решеток подложек на основе DVD дисков составляют 740 нм и 100 нм. Далее, подложки на основе BD и DVD дисков будут обозначены как *Sub<sub>1.1</sub>* и *Sub<sub>1.2</sub>*, а их схематическое изображение показано на Рис. 19. Для изготовления контрольных образцов были использованы гладкие подложки той же площади, вырезанные из кремниевых пластин Si (400) при помощи алмазного диска, которые далее будут обозначены как *Ref. Sub<sub>1</sub>*.



Рис. 19. Схематическое изображение профилей одномерных полимерных дифракционных решеток (а) *Sub<sub>1.1</sub>* и (б) *Sub<sub>1.2</sub>* с обозначением периода ( $d$ ) и высоты профиля ( $h$ ).

## 1.2. Подготовка одномерных прямоугольных дифракционных решеток и двумерных дифракционных решеток методом электронно-лучевой литографии.

Одномерные дифракционные решетки с прямоугольным профилем для изготовления МПЛК были созданы в группе “Ultrafast solid-state quantum optics and nanophotonics” Института физики и Центра нанотехнологий Мюнстерского университета (Мюнстер, Германия) с использованием установки электронно-лучевой литографии серии Raith EBPG5150. Фото и схематическое изображение установки, а также схематическое изображение процесса литографии, показаны на Рис. 20.

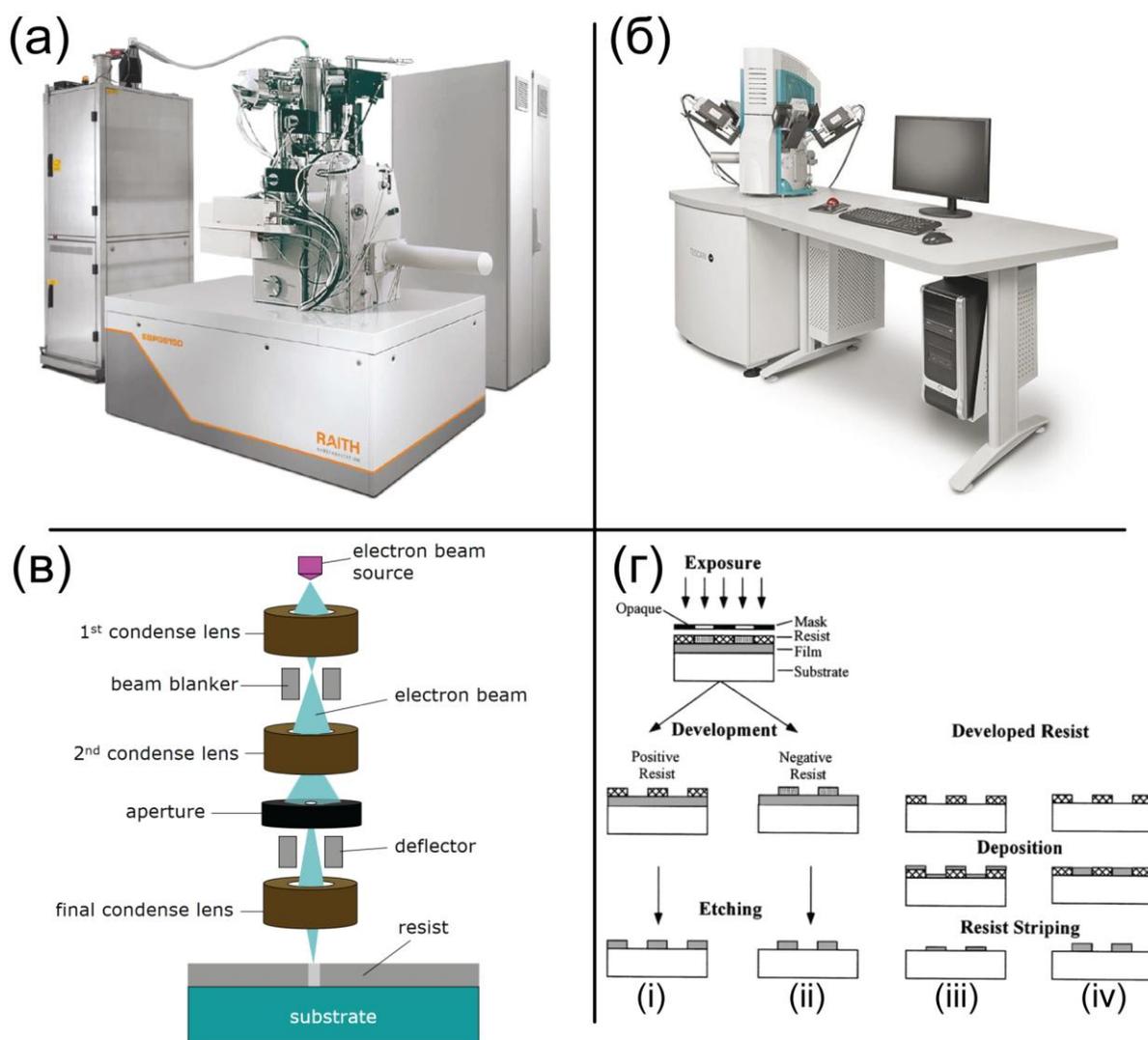


Рис. 20. (а, б) Фото установок Raith EBPG5150 и Tescan VEGA3. (в) Схематическое изображение установки для электронно-лучевой литографии из [153]. (г) Схематическое изображение процесса электронно-лучевой литографии из [101] в случае (i) позитивного и (ii) негативного резистов в связке с (i, ii) процессом травления, (iii) “lift-off” или (iv) электроосаждением.

В качестве подложки для изготовления дифракционных решеток с прямоугольным профилем использовалась гладкая пластина Si (100) размером  $15 \times 15 \text{ мм}^2$ , предварительно отчищенная от пыли путем промывания в ультразвуковой ванне с изопропиловым спиртом и последующим высушиванием потоком сжатого азота. Для изготовления наноструктур методом электронно-лучевой литографии поверхность подложки была покрыта позитивным электронорезистом ARP672.045, растворённым в органическом растворителе. Для нанесения резиста был использован спин-коутер, в котором подложка фиксировалась вакуумным держателем и вращалась с угловой скоростью 1200 об/мин в течение 50 секунд, которых достаточно для равномерного распределения тонкого слоя резиста на поверхности подложки. Толщина резиста может варьироваться от нескольких сотен ангстрем до микрона, что определяется скоростью вращения подложки и вязкостью резиста. В процессе изготовления, толщина электронорезиста оценивалась с использованием оптического интерферометра по углам и в центре подложки и составила  $450 \pm 2 \text{ нм}$ . Для удаления остатков растворителя, подложка запекалась при температуре  $90 \text{ }^\circ\text{C}$  в течении 2 минут. Формирование необходимой структуры происходит путем экспонирования областей подложки электронным пучком с использованием заранее подготовленных шаблонов. Шаблон для изготовления 4 дифракционных решеток на поверхности подложки размером  $15 \times 15 \text{ мм}^2$  был подготовлен в программном обеспечении KLayout. Заявленный период решеток и ширина дорожек составили 500 нм и 250 нм, соответственно. Формирование четырёх квадратных областей размером  $3 \times 3 \text{ мм}^2$ , содержащих дифракционные решетки, происходило путем экспонирования областей электронным пучком с дозой экспонирования, составившей  $400 - 1000 \text{ мкКл/см}^2$  с шагом  $200 \text{ мкКл/см}^2$ . При заданной плотности тока электронного пучка, составившей 14 нА, доза экспонирования регулировалась путем изменения времени экспозиции в каждой точке поверхности, что позволило изготовить дифракционные решетки с различной высотой профиля. Проявление экспонированных областей проводилось с использованием смеси метилизобутилкетона с изопропиловым спиртом в соотношении 3:1 в течении 60 секунд и последующей сушкой потоком сжатого азота. Далее в работе, подложки МПлК на основе дифракционных решеток с прямоугольным профилем будут обозначены как *Sub*<sub>2</sub>. В качестве контрольного образца в работе выступила область подготовленной подложки из Si (100), не подверженная действию электронного пучка в процессе выполнения литографии.

Двумерные дифракционные решетки для изготовления МПлК были созданы в группе Ph.D. В. Команицкого в Институте Физики Университета Павла Йозефа Шафарика (Кошице, Словакия) с использованием установки электронно-лучевой литографии серии Tescan VEGA3, фото которой представлено на Рис. 20. В качестве подложек для изготовления дифракционных решеток выступали предварительно отчищенные стеклоуглеродные пластины Sigradur G с

линейными размерами  $0.8 \text{ см} \times 1 \text{ см} \times 0.15 \text{ см}$ . Для изготовления решеток подложки покрывались равномерным слоем электронорезиста 950A4 PMMA в растворе с анизолом в соотношении 1:2 при помощи спин-коутера со скоростью 5000 об/минуту в течении 50 секунд. Толщина слоя резиста после нанесения составляла 90 нм. Для удаления остатков растворителя, подложка запекалась при температуре  $180 \text{ }^\circ\text{C}$  в течении 30 секунд. Шаблоны для изготовления двумерных квадратных дифракционных решеток с периодом 610 нм были подготовлены в программном обеспечении TESCAN DrawBeam Advanced. Фото окна ПО с параметрами для создания дифракционных решеток показано на Рис. 21. Плотность тока электронного пучка для изготовления дифракционных решеток при заданной толщине резиста составила 14 нА. Всего с использованием данного протокола было подготовлено две тестовые серии дифракционных решеток и одна серия образцов с использованием оптимального протокола изготовления, определенным по результатам изучения свойств МПлК на основе тестовых дифракционных решеток. Первая тестовая серия дифракционных решеток представляла собой 3 квадратные области размером  $500 \times 500 \text{ мкм}^2$ , содержащие дифракционные решетки, изготовление которых происходило путем экспонирования локальных областей подложки электронным пучком с дозами экспонирования 400, 500 и 600 мкКл/см<sup>2</sup>. Данная серия была использована для отработки протокола изготовления образцов и оценки влияния дозы экспонирования на форму узлов и период создаваемых решеток. Для улучшения разрешения при изготовлении решеток и изучения влияния дозы экспонирования на  $FF$  МПлК, вторая тестовая серия, представляющая собой 9 аналогичных областей, была создана с использованием электронного пучка меньшей интенсивности и при дозах экспонирования в диапазоне 200 – 600 мкКл/см<sup>2</sup> с шагом 50 мкКл/см<sup>2</sup>. Третья серия дифракционных решеток также представляла собой 9 областей с дифракционными решетками, подготовленными при таких-же дозах экспонирования в диапазоне 200 – 600 мкКл/см<sup>2</sup> с шагом 50 мкКл/см<sup>2</sup>, но яркость электронного пучка была установлена на уровне, использованном при изготовлении первой тестовой серии образцов. Проявление экспонированных областей проводилось с использованием смеси метилизобутилкетона с изопропиловым спиртом в соотношении 3:1 в течении 60 секунд и последующей сушкой потоком сжатого азота. Далее в работе, подложки МПлК на основе двумерных квадратно упорядоченных дифракционных решеток будут обозначены как *Sub<sub>3</sub>*. В качестве контрольных образцов для данных серий МПлК выступили области подготовленных подложек из стеклоглеродной пластины Sigradur G, не подверженные действию электронного пучка в процессе выполнения литографии.

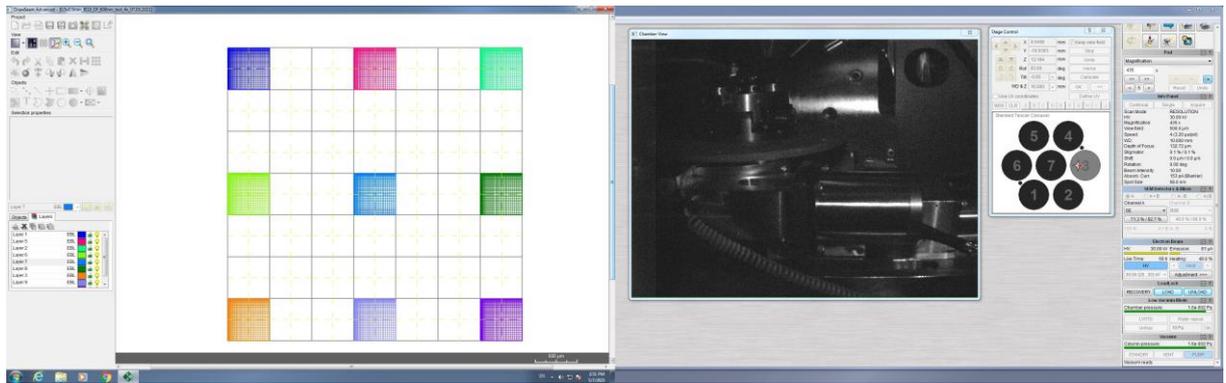


Рис. 21. (а) Фото окна ПО TESCAN DrawBeam Advanced с параметрами создания областей, содержащих двумерные дифракционные решетки.

### 1.3. Создание магнитоплазменных кристаллов методом магнетронного распыления.

Изготовление МПлК осуществлялось путем создания на поверхности подготовленных одномерных и двумерных дифракционных решеток последовательности функциональных слоёв методом магнетронного распыления с использованием установки ORION-8-UHV фирмы AJA International. Фотография установки и схематическое изображение конструкции камеры магнетрона показаны на Рис. 22.

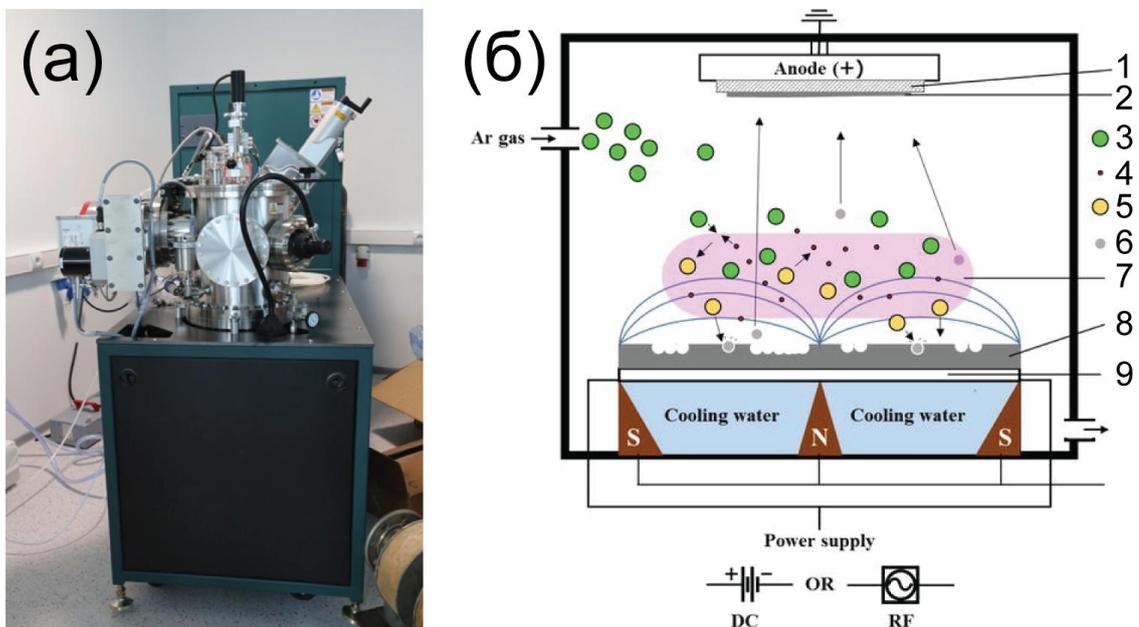


Рис. 22. (а) Фото установки ORION-8-UHV и (в) схема камеры установки магнетронного распыления из [154], где 1 – подложка, 2 – тонкая пленка, создаваемая на поверхности подложки в процессе распыления, 3 – атомы инертного газа (Ar), 4 – электроны плазмообразующего газа, 5 – ионы инертного газа, 6 – материал мишени, осаждаемый на поверхности подложки, 7 – плазма, 8 – мишень и 9 – катод.

Метод магнетронного распыления основан на использовании атомов инертных газов с низкой энергией для высвобождения частиц из материала-мишени. Атомы газа ускоряются в пространстве, контролируемом магнитами, создающими сильное магнитное поле вокруг мишени. Благодаря комбинации магнитных и электрических полей, в данной области формируется "ловушка" для электронов инертного газа вблизи мишени. Электроны, двигаясь по циклоидальным траекториям, удерживаются в этой зоне, а положительно заряженные ионы газа устремляются к катоду, выбивая атомы материала, которые затем оседают на аноде, связанном с держателем подложек. Хотя большинство конструктивных особенностей камеры магнетрона схоже с камерами устройств для ионно-плазменного напыления, внутри камеры магнетрона находится катод, интегрированный с материалом-мишенью и магнитной системой, система подачи газа для инертного газа и вращающийся анод, связанный с держателем подложек. Для закрепления образцов в камере магнетронной установки их края закреплялись на поверхности держателя подложек при помощи каптоновой ленты. К минусам использованного метода фиксации образцов можно отнести то, что после удаления каптоновой ленты также происходит удаление части материала, сформированного на краях подготовленных образцов. Данные области, а также участки образца, поврежденные при переносе и закреплении с помощью пинцета, выступают в роли краевых дефектов, которые существенно влияют на интегральные магнитные свойства изготовленных МПлК. С использованием данного метода, на поверхность подложек последовательно наносились тонкие слои серебра, пермаллоя  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  и нитрида кремния  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , толщина которых для каждого типа МПлК указана в Таблице 2. Распыление материала металлических мишеней проводилось с использованием источника постоянного тока, тогда как для нанесения слоя нитрида кремния был использован источник переменного тока. В рамках данной работы, распыление материалов для изготовления МПлК проводилось при комнатной температуре, давлении 3 мТорр, потоке Ar в камере 10 куб.см/мин, и мощности источников 75 Вт. Базовое давление в камере магнетрона составляло 24 нТорр. Скорость роста тонких пленок на поверхности дифракционных решеток не превышала 1.5 Å/с. Изготовление контрольных образцов на основе гладких подложек приходило в тех же циклах распыления, что и при изготовлении МПлК соответствующих серий. Для достижения нужной толщины каждого слоя необходимое время распыления предварительно оценивалось путем оценки скорости роста пленок на поверхности гладких кремниевых пластин с использованием монитора осаждения тонких пленок SQM-160 фирмы Inficon и последующего определения толщины пленок методом атомно-силовой микроскопии. Описание методики атомно-силовой микроскопии представлено в разделе 2.3 настоящей работы.

Таблица 2. Сводная таблица серий МПлК, изготовленных в рамках работы.

Серия	Подложка	Форма профиля	Последовательность слоев, нм
1 [155, 156]*	<i>Sub<sub>1.1</sub></i>	Квази-синусоидальная	Ag (50)/Ni <sub>80</sub> Fe <sub>20</sub> (5)/Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> (10)
	<i>Sub<sub>1.2</sub></i>	Трапецеидальная	Ag (50)/Ni <sub>80</sub> Fe <sub>20</sub> (10)/Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> (10)
	<i>Ref. Sub<sub>1</sub></i>	Гладкая поверхность	Ag (50)/Ni <sub>80</sub> Fe <sub>20</sub> (15)/Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> (10)
2 [157]*	<i>Sub<sub>2</sub></i>	Прямоугольный	Ag (50)/Ni <sub>80</sub> Fe <sub>20</sub> (150)/Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> (20)
	Контрольная область	Гладкая поверхность	
3 [158–160]*	<i>Sub<sub>3</sub></i>	Массив колонн	Ag (100)/Ni <sub>80</sub> Fe <sub>20</sub> (70)/Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> (15)
	Контрольная область	Гладкая поверхность	

## 2. Методы характеристики изготовленных магнитоплазменных кристаллов.

### 2.1. Сканирующая электронная микроскопия.

Сканирующая электронная микроскопия была использована для определения *FF* двумерных МПлК из 3-ей серии путем получения изображений поверхности образцов. Снимки поверхности МПлК были получены с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Tescan VEGA3, который также использовался для изготовления подложек данной серии МПлК. Схематическое изображение камеры СЭМ показано на Рис. 23.

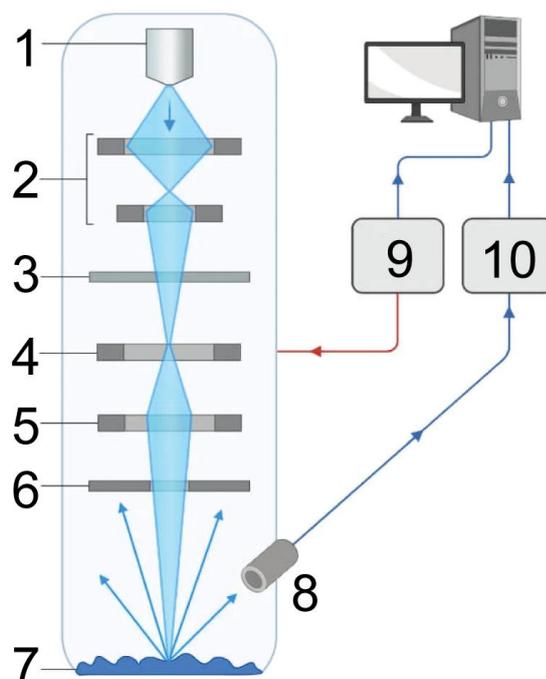


Рис. 23. Схематическое изображение камеры СЭМ, где 1 – источник электронов, 2, 4 и 5 – системы линз, 3 – диафрагма, 6 и 8 – детекторы обратно-рассеянных и вторичных электронов, 7 – образец, 9 – система позиционирования электронного пучка и 10 – усилитель сигнала.

Метод получения изображений основан на детектировании вторичных или обратно-рассеянных электронов, генерируемых в результате воздействия сфокусированного электронного пучка с поверхностью образца. Вторичные электроны, генерируемые в процессе взаимодействия первичного электронного луча с атомами исследуемого образца, обладают низкой энергией (менее 50 эВ). Таким образом регистрация вторичных электронов при сканировании образцов электронным пучком позволяет исследовать их микроструктурные особенности, так как наличие даже минимальных препятствий приводит к частичному поглощению вторичных электронов. Обрато-рассеянные электроны, являются электронами падающего электронного пучка, которые испытали упругое отражение от поверхности образца, величина которого зависит от атомного номера элементов материала. За счет этого, в отличие от вторичных электронов, изображения, полученные при детектировании обратно-рассеянных электронов, могут быть использованы для визуализации различий состава различных областей образца. Изображения поверхности двумерных МПлК, представленные в данной работе, были получены в режиме детектирования вторичных электронов при ускоряющем напряжении 30 кВ.

## **2.2. Энергодисперсионная спектроскопия.**

Для количественного анализа элементного состава образцов СЭМ может быть совмещен с энергодисперсионным спектрометром (ЭДС), позволяющим исследовать характеристическое рентгеновское излучение, возникающее в результате неупругого взаимодействия электронного пучка с внутренними электронными оболочками атома образца. В случае, если энергия падающих на образец электронов достаточно высока, чтобы выбить электроны с внутренних оболочек атомов образца и сформировать в них свободные места или “дырки”, атомы переходят в возбужденное состояние. Возвращение атомов в обычное состояние происходит за счет перехода электронов из соседних электронных оболочек на внутренние при котором происходит испускание кванта рентгеновского излучения. В зависимости от состава образца, спектр характеристического рентгеновского излучения будет представлять собой набор рентгеновских линий с определённым уровнем энергии, указывающих на присутствие того или иного элемента в образце. Получаемые в результате спектры могут быть использованы не только для качественного анализа состава образцов, но и для количественного определения входящих в их состав элементов. Энергодисперсионные спектры исследуемых МПлК были получены с использованием СЭМ ТМ4000П фирмы Hitachi, совмещенного с ЭДС Quantax 75 фирмы Bruker. Приборы были предоставлены “Центром Развития Одарённых Детей” (Калининград, Россия). Запись спектров осуществлялась при ускоряющем напряжении 15 кВ со временем накопления

3 минуты. Фото установки и схематическое изображение локального объема образца, в котором возникает характерное рентгеновское излучение, показаны на Рис. 24.

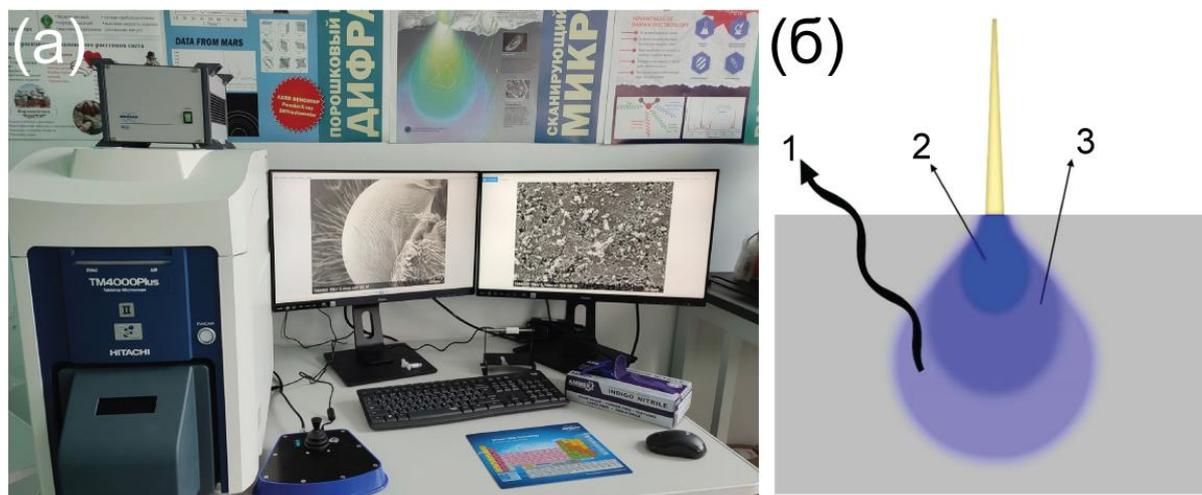


Рис. 24. (а) Фото СЭМ ТМ4000П, совмещенного с ЭДС Quantax 75. (б) Из [161]. Схематическое изображение объема образца, в котором возникают (1) характерное рентгеновское излучение, (2) вторичные электроны и (3) обратно-рассеянные электроны.

### 2.3. Атомно-силовая микроскопия.

Исследование высоты профиля и периода изготовленных МПЛК, а также шероховатости контрольных образцов, была проведена методом атомно-силовой микроскопии, позволяющим получать изображения поверхности образцов с высоким разрешением. Метод основан на регистрации силового взаимодействия между острым зондом микронного или нанометрового масштаба и поверхностью исследуемого материала. Данный зонд располагается на конце упругой консоли, называемой “кантилевером”, изгиб которой пропорционален силам, действующим на кантилевер со стороны сканируемой поверхности. Таким образом, по оценке изгиба консоли во время сканирования поверхности возможно восстановить морфологию изучаемого объекта. В данной работе был использован атомно-силовой микроскоп (АСМ) NTEGRA Aura фирмы НТ-МДТ с набором кантилеверов NSG30 фирмы ТипсНано. Измерения проводились в полу-контактном режиме, при котором поверхность образца построчно сканируется кантилевером, колеблющимся на резонансной частоте с постоянной амплитудой и находящемся на фиксированной высоте относительно поверхности. Фото АСМ и схематическое изображение режимов сканирования показано на Рис. 25. Обработка данных осуществлялась с использованием программного обеспечения Gwyddion. Шероховатость контрольных образцов была рассчитана как  $a/2\sqrt{3}$ , где  $a$  – средняя высота неровности поверхности. Дополнительно, для 2-й серии образцов, с использованием магнитных кантилеверов MFM01 фирмы ТипсНано,

был применен метод магнитной силовой микроскопии (МСМ) для получения изображений магнитной микроструктуры в остаточном магнитном состоянии. Измерения проводились при расстоянии между кантилевером и поверхностью образцов, равным 100 нм. МСМ была выполнена на установке Spectra-Integra фирмы НТ-МДТ в лаборатории «Тонкопленочных технологий» Дальневосточного Федерального Университета (Владивосток, Россия).

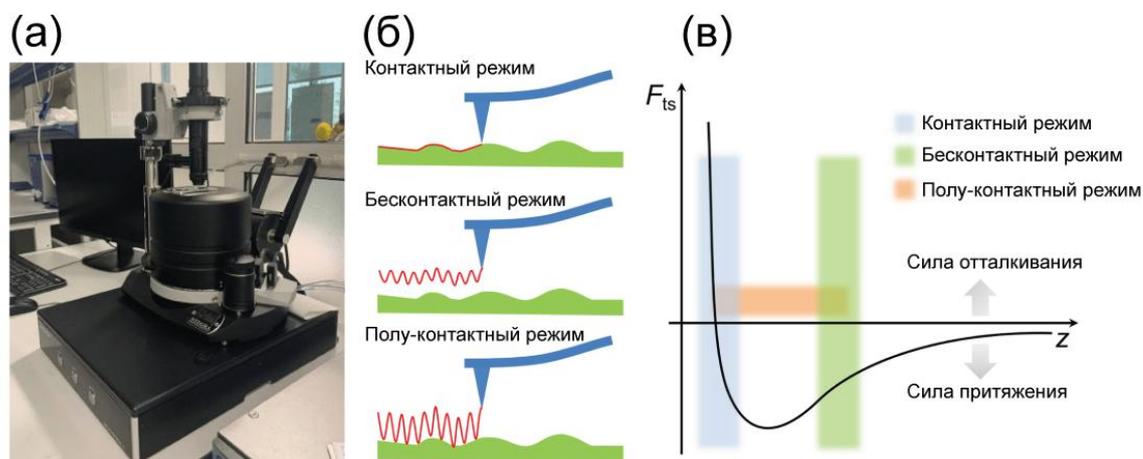


Рис. 25. (а) Фото АСМ NTEGRA Aura. (б, в) Из [162]. Схематические изображения режимов сканирования поверхности образца и межатомной силы взаимодействия между кантилевером и сканируемой поверхностью ( $F_{ts}$ ) в зависимости от расстояния между ними ( $z$ ).

### 3. Методы исследования магнитных и оптических свойств магнитоплазмонных кристаллов.

#### 3.1. Вибрационная магнитометрия.

Метод вибрационной магнитометрии основан на регистрации изменений магнитного потока в приемных катушках, возникающих за счет колебания намагниченного образца в непосредственной близости с ними. Для этого, экспериментальной образец закрепляется на конце немагнитного стержня, второй конец которого соединен с устройством для создания механических колебаний. При помещении образца в пространство между полюсами электромагнита, создающего постоянное магнитное поле, движение образца создаёт переменное магнитное поле в области системы приемных катушек, закрепленных на полюсах электромагнита, которое наводит в них электродвижущую силу. Как правило небольшая величина электродвижущей силы прямо пропорциональна магнитному моменту образца и усиливается с использованием синхронного усилителя, настроенного на частоту вибраций стержня с образцом, при помощи оптического, магнитного или ёмкостного датчика, связанного с системой для создания механических колебаний. После предварительной калибровки прибора

с использованием эталонного образца, получаемый сигнал конвертируется в величину намагниченности исследуемого образца. В данной работе для исследования усредненных по объему магнитных свойств 1-й серии МПЛК был использован вибрационный магнетометр 7404i фирмы LakeShore. Измерения образцов проводились в плоскости МПЛК вдоль ОЛН и ОТН, соответствующих направлению постоянного магнитного поля вдоль и поперек дорожек МПЛК, соответственно. Максимальный диапазон постоянного магнитного поля системы составляет 22 кЭ, а чувствительность прибора при комнатной температуре достигает  $10^{-6}$  э.м.е. Для сравнения результатов, полученные петли гистерезиса нормировались на максимальное значение. Схематическое изображение измерительной системы вибрационного магнетометра и фото использованной установки показаны на Рис. 26.

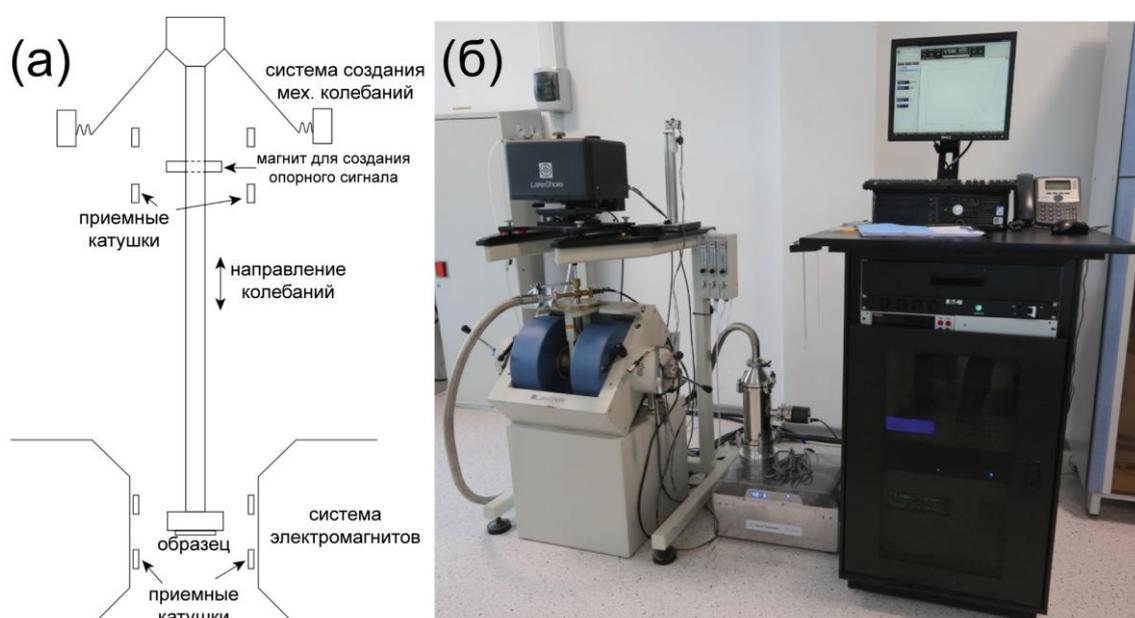


Рис. 26. (а) Из [92]. Схематическое изображение вибрационного магнетометра. (б) Фото вибрационного магнетометра 7404i фирмы LakeShore.

### 3.2. Керр-магнитометрия.

Для исследования локальных магнитных свойств МПЛК, не учитывающих процессы перемангничивания на границах или дефектах образцов, был использован метод Керр-магнитометрии. Керр-магнитометрия основана на использовании одного или нескольких магнитооптических эффектов для получения петель гистерезиса локальных областей исследуемой структуры, ограниченных площадью сфокусированного оптического пучка и глубиной его проникновения в материал.

Магнитные свойства 1-й серии МПЛК вдоль ОЛН были исследованы с использованием магнитометрической установки NanoMOKE 3 фирмы Durham Magneto Optics в группе Ph.D.

Йоахима Грефе в Институте интеллектуальных систем Макса Планка (Штутгарт, Германия). Для измерений образцы на держателе закреплялись в центральной области между стержнями квадрупольного электромагнита, генерирующего постоянное или переменное магнитное поле в плоскости образца напряженностью до 1.25 кЭ в диапазоне частот 0.01 – 70 Гц. Оптическая система установки позволяет исследовать свойства образцов в геометрии полярного эффекта Керра при нормальном угле падения света, а также в геометриях меридионального эффекта Керра и ЭЭК при угле падения света 45°. Измерение меридионального эффекта Керра также может проводиться при нормальном угле падения. В качестве источника излучения в установке может быть использован лазерный диод с длиной волны в диапазоне 400 – 700 нм. Фото установки показано на Рис. 27(а). В данной работе измерения проводились в геометрии меридионального эффекта Керра на длине волны 660 нм и при частоте переменного магнитного поля 13 Гц, а диаметр сфокусированного оптического пучка на поверхности МПЛК составил 5 мкм.

Магнитные свойства 2-й и 3-й серий МПЛК были исследованы на кафедре магнетизма Физического Факультета МГУ имени М.В. Ломоносова с использованием магнитооптического Керр-микроскопа фирмы Evico magnetics GmbH. Такая же установка была применена для дополнительного исследования магнитных свойств 1-й серии МПЛК в группе “Ultrafast solid-state quantum optics and nanophotonics” Института физики и Центра нанотехнологий Мюнстерского университета (Мюнстер, Германия). Максимально возможная напряженность магнитного поля прибора в плоскости исследуемого образца составляет 12.5 КЭ. Изображения поверхности образца, полученные с использованием Керр-микроскопа, содержат набор темных и светлых областей, характеризующих направление и величину вектора намагниченности в магнитных доменах на поверхности образца. Как и в Керр-магнитометре, Керр-микроскоп может быть использован для получения изображений в геометрии трех эффектов Керра. При этом, наблюдаемая доменная картина будет зависеть не только от выбранного для наблюдения магнитооптического эффекта, но также от морфологии образца и толщины ферромагнитного слоя [49]. Для вычитания контраста, связанного с морфологией поверхности, из итоговых изображений магнитной микроструктуры, образец сперва намагничивается до насыщения в постоянном магнитном поле. Полученный таким образом фон программно вычитается из всех дальнейших изображений поверхности. После этого, при постепенном уменьшении поля, поверхность образца разбивается на домены, направление намагниченности которых отличается от состояния магнитного насыщения образца. Таким образом, контраст темных и светлых областей на получаемых снимках при уменьшении поля пропорционален намагниченности образца и может быть использован для построения петель гистерезиса локальных областей образца. В данной работе, для получения петель гистерезиса МПЛК при перемагничивании в двух

ортогональных направлениях в плоскости образцов были использованы меридиональный эффект Керра и ЭЭК. Фото использованной установки и схематическое изображение измерительной системы магнитометрической установки на основе эффектов Керра показано на Рис. 27(б, в).

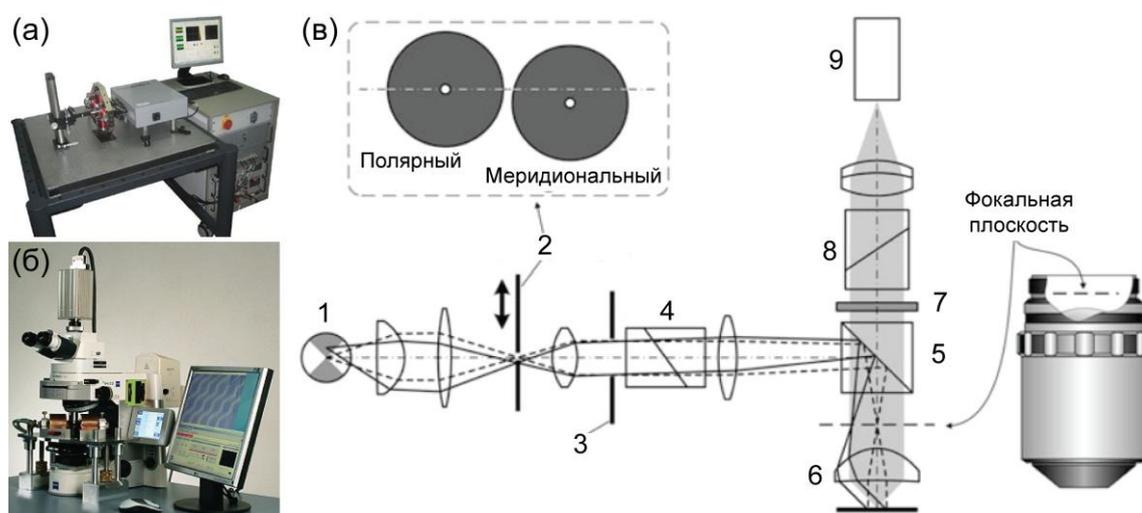


Рис. 27. (а) Фото измерительной установки NanoМОКЕ 3. (б) Фото измерительной установки Керр-микроскопа фирмы Evico magnetics. (в) Из [51]. Схематическое изображение системы магнитометрической установки на основе магнитооптических эффектов Керра, где 1 – источник излучения в виде лампы или системы светодиодов, 2 – диафрагма, 3 – апертура, 4 – поляризатор, 5 – поляризационный лучеделитель, 6 – объектив, 7 – четвертьволновая пластинка, 8 – анализатор, 9 – детектор в виде ПЗС матрицы или лавинного фотодиода.

### 3.3. Спектроскопия отражательной способности и экваториального эффекта Керра.

Поскольку периоды изготовленных МПлК имеют порядок длины волны видимого излучения, в соответствии с формулой (3), возбуждение ППП и возникновение соответствующих им резонансов в спектрах  $R$  происходит в данном диапазоне длин волн. В связи с этим, в качестве источника излучения при сборке установки для исследования спектров  $R$  образцов в работе был использован источник фирмы Dolan-Jenner с рабочим спектральным диапазоном 400 – 2200 нм с регулируемой мощностью до 150 Вт. В зависимости от исследуемой серии МПлК, часть компонентов установки заменялась на аналоги исходя из соображений увеличения показателя сигнал/шум в определенном спектральном диапазоне или из необходимости более компактного размещения оптических элементов. Волновой фронт лампы ограничивался точечной диафрагмой с диаметром в диапазоне 600 мкм – 1 мм для изменения размера оптического пятна, сфокусированного на поверхности исследуемых образцов. Для поляризации падающего на образец оптического излучения и регистрации  $p$ -компоненты отраженного света использовались

призмы Глана-Тейлора GT10 или линейные плёночные дихроичные поляризаторы LPNIRE100-B фирмы Thorlabs. Фокусировка оптического излучения в области с диаметром 1.5 мм на поверхности образцов с подложками  $Sub_{1.1}$ ,  $Sub_{1.2}$  и  $Sub_2$  осуществлялась с использованием системы линз, в то время как фокусировка света на поверхности МПлК с подложками  $Sub_3$  в области с диаметром 200 мкм осуществлялось с использованием планарного апохроматического объектива Mitutoyo MY5X-802 фирмы Thorlabs с рабочим расстоянием 34 мм и числовой апертурой 0.14. Угол падения света составил  $68^\circ$  для 1-й серии образцов на основе подложек  $Sub_{1.1}$  и  $Sub_{1.2}$ ,  $45^\circ$  для 2-й серии образцов на основе подложек  $Sub_2$  и  $65^\circ$  для 3-й серии образцов на основе подложек  $Sub_3$ . Отраженное оптическое излучение направлялось в монохроматор MS5204i фирмы Sol Instruments на основе асимметричной схемы Черни-Тернера с относительным размером входной щели 1/5.4 и дифракционной решеткой модели 780675 фирмы Sol Instruments с рабочим спектральным диапазоном 500 – 1500 нм. Шаг сканирования монохроматора во всех измерениях составил 2 нм. На выходе из монохроматора оптическое излучение собиралось на чувствительной области фоточувствительного детектора РТА-928 фирмы Sol Instruments на основе ФЭУ R928 фирмы Hamamatsu со спектральным диапазоном 185 – 900 нм для 1-й серии образцов на основе подложек  $Sub_{1.1}$  и  $Sub_{1.2}$ , и детектора на основе лавинного Si фотодиода APD130A2/M фирмы Thorlabs с рабочим диапазоном 200 – 1000 нм для 2-й и 3-й серии образцов на основе подложек  $Sub_2$  и  $Sub_3$ . Регистрация сигнала осуществлялась с использованием методики синхронного детектирования при помощи усилителя SR830 фирмы Stanford Research, соединённого с ПК через интерфейс PCI-GPIB 778032-01 фирмы National Instruments. Модуляция оптического сигнала при исследовании  $R$  образцов в отсутствие внешнего магнитного поля осуществлялась на частоте в диапазоне 200 – 400 Гц с использованием оптомеханического модулятора OCV6300F фирмы Avesta, который также являлся источником опорного сигнала для синхронного усилителя. Спектральные зависимости  $R$  образцов рассчитывались путем нормировки на спектры отражения света зеркала PF10-03-P01 фирмы Thorlabs с рабочим спектральным диапазоном 450 нм – 20 мкм. Для получения спектральных зависимостей  $\delta$ , образцы помещались в переменное магнитное поле  $H_0 = H_{AC} \cos(\omega t)$  с частотой 68 Гц, создаваемое системой электромагнитов. Величина  $H_{AC}$  устанавливалась путем изменения тока, протекающего через систему электромагнитов, при помощи программируемого источника ТЕКО-61604 фирмы Chroma. Источник питания электромагнитов также служил источником опорного сигнала для усилителя SR830.  $H_{AC}$  при исследовании свойств МПлК 1-й и 3-й серии устанавливалась на уровне, составляющем или превышающем  $H_s$  образцов. При исследовании свойств МПлК 2-й серии спектральные зависимости  $\delta$  были получены в ненасыщающем магнитном поле. Это связано с тем, что при  $H_{AC}$

более 250 Э величина тока в индукционных катушках достигала нескольких ампер, что приводило к их значительному нагреву. Величина  $H_{AC}$ , создаваемого в области образца, контролировалась с использованием гауссметра АТЕ-8702 фирмы АКТАКОМ. Все полученные данные усреднялись по десяти независимым измерениям. Работа измерительной системы была автоматизирована в программной среде LabView разработки National Instruments. Схематические изображения экспериментальных установок, использованных для изучения серий образцов, а также блок схема синхронного усилителя, показаны на Рис. 28.

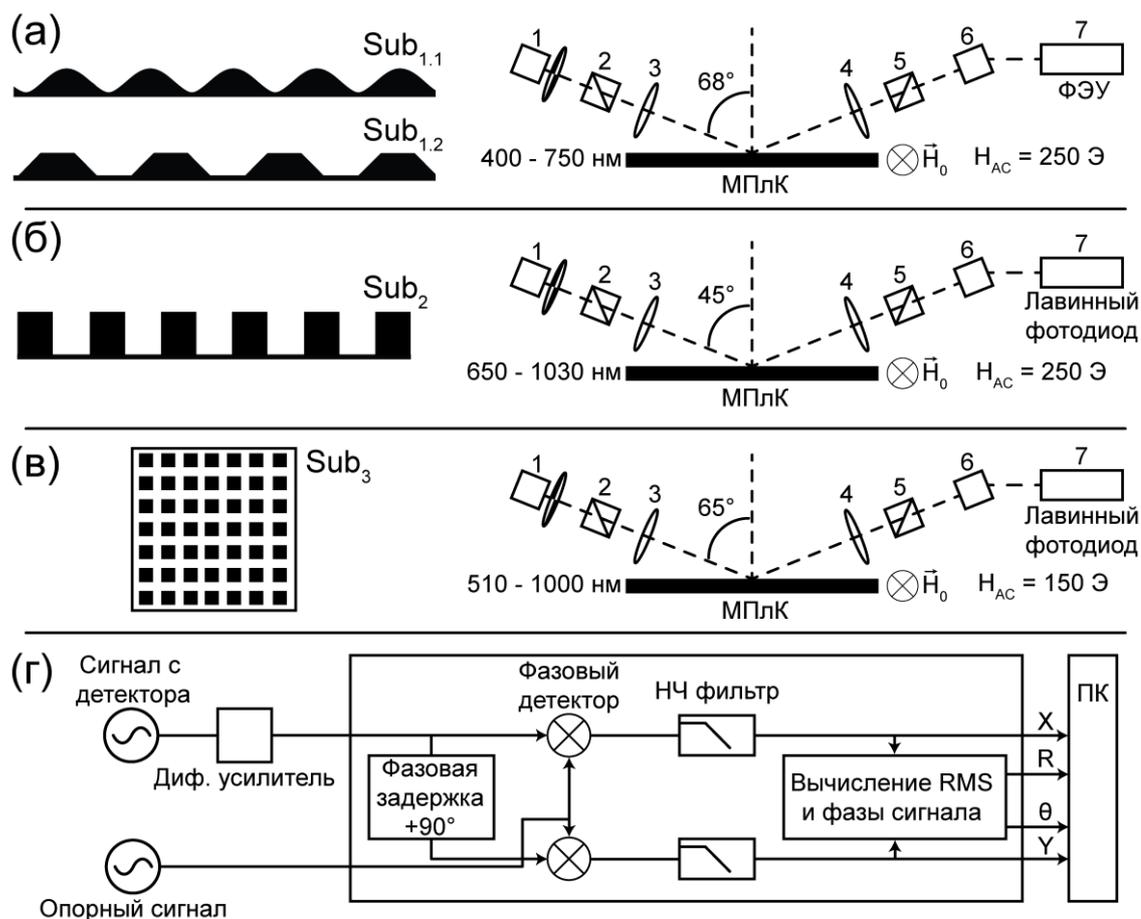


Рис. 28. (а – в) Схематическое изображение экспериментальных установок для измерения спектральных зависимостей  $R$  и  $\delta$  МПлК из 1-й ( $Sub_{1.1}$  и  $Sub_{1.2}$ ), 2-й ( $Sub_2$ ) и 3-й ( $Sub_3$ ) серии образцов, соответственно, где 1 – галогенная лампа с оптомеханическим модулятором, 2 –  $p$ -поляризатор, 3 и 4 – фокусирующая и собирающая система линз, 5 – анализатор, 6 – монохроматор и 7 – оптический детектор,  $H_0$  – переменное магнитное поле,  $H_{AC}$  – амплитуда  $H_0$  при регистрации спектральных зависимостей. В левой части изображения представлено условное изображение профиля соответствующей серии МПлК. Тип детектора, использованный для получения спектров, и спектральный диапазон, в котором применялась собранная установка, подписаны под соответствующим условным обозначением. Диаметр оптического пятна в схемах составил (а, б) 1.5 мм и (в) 500 мкм, соответственно. (г) Блок-схема синхронного усилителя.

Собранные установки также были использованы для получения зависимостей  $\delta$  изготовленных МПлК от  $H_{AC}$  на резонансной длине волны, соответствующей максимуму  $\delta$  в спектральных зависимостях  $\delta$ , измеренных в насыщающем  $H_{AC}$ . Так как  $\delta$  пропорциональна намагниченности образца в плоскости, перпендикулярной плоскости падения света и сонаправленной с  $H_{AC}$ , можно сделать вывод о том, что полевые зависимости  $\delta$  пропорциональны модуляции намагниченности образцов  $\Delta M$  приложенным  $H_0$ , а именно их дифференциальной магнитной восприимчивости  $\chi$ , как  $\delta \sim \Delta M \sim \frac{dM}{dH} H_0 \sim \chi H_{AC} \sim \sqrt{\chi'^2 + \chi''^2} H_0$  [163–165], где  $\chi'$  и  $\chi''$  – мнимая и действительная части  $\chi$ . В частности, связь между  $\chi$  и  $\Delta M$  можно выразить как:

$$\chi = \frac{1}{\tau H_0} \int_{-\infty}^t \exp(i\omega t') M(t') \exp(-(t')/\tau) dt', \quad (25)$$

где  $\omega$  – частота переменного магнитного поля,  $M(t') = \Delta M$ , а  $\tau$  – временная константа синхронного усилителя. В диапазоне частот  $H_0$  от единиц герц до десятков килогерц  $\chi'$  отражает чувствительность материала к внешнему магнитному полю, а  $\chi''$  отражает величину потерь энергии магнитного поля в ферромагнетике при его перемагничивании. Более того, в данном диапазоне частот, форма полевых зависимостей МПлК определяется процессами их циклического размагничивания в постепенно уменьшающемся постоянном магнитном поле и соответствуют кривым нормального намагничивания образцов, что было экспериментально показано в [73]. Таким образом, за счет использования двухфазного синхронного усилителя, собранные установки могут быть использованы для определения  $\chi'$  и  $\chi''$ , а также для исследования формы основных кривых намагничивания образцов.

Ввиду пропорциональности полевых зависимостей  $\delta$  величине  $\Delta M$ , оценка применимости созданных МПлК в качестве чувствительных элементов датчиков магнитного поля проводилась путем аппроксимации полученных полевых зависимостей модифицированной функцией Ланжевена и дальнейшего расчета первой производной  $\partial(\delta)/\partial(H_{AC})$ , которая представляет собой показатель чувствительности МПлК к внешнему магнитному полю. Оптимальное значение переменного магнитного поля ( $H_{mod}$ ), необходимого для использования МПлК в качестве чувствительного элемента, соответствовало величине переменного магнитного поля, при которой достигался максимум чувствительности. Предел детектирования ( $LoD$ ) и предел количественного определения ( $LoQ$ ) магнитного поля рассчитывались как:

$$LoD = \frac{3\sigma}{\partial(\Delta\delta)/\partial(H_{AC})}; LoQ = \frac{10\sigma}{\partial(\Delta\delta)/\partial(H_{AC})}, \quad (26)$$

где  $\sigma$  – среднеквадратичное отклонение сигнала для 500 измерительных точек. Дополнительно, для возможности дальнейшего применения МПлК для измерения магнитных полей экспериментальных объектов, установка была дополнена программируемым трехкоординатным

столиком на основе моторизированных приводов Z925B фирмы Thorlabs с точностью позиционирования 9 мкм, на котором закреплялся фиксатор экспериментальных образцов.

Все вышеописанные измерительные схемы для исследования оптических и магнитооптических свойств МПлК, а также их автоматизация, были выполнены лично автором диссертационной работы

### **3.4. Численное моделирование отражательной способности и экваториального эффекта Керра.**

Расчет спектральных зависимостей  $R$  и  $\delta$  1-й серии образцов на основе подложек  $Sub_{1.1}$  и  $Sub_{1.2}$  был выполнен методом конечных разностей во временной области в программной среде ANSYS Lumerical FDTD. Метод основан на решении уравнений Максвелла в дифференциальной форме для каждой точки заданного пространства и позволяет провести моделирование спектральных зависимостей  $R$  при различных углах падения светового пучка на поверхность исследуемых структур. Корректность модели для расчета была достигнута путём выбора Блоховских граничных условий, описывающих взаимодействие света с периодическими структурами, и поглощающих приграничных областей, позволяющих точно смоделировать поведение излучения, рассеянного на образцах МПлК. Так как угол падения света в виде плоской линейно поляризованной волны в модели составил  $68^\circ$ , была также проведена дополнительная оптимизация величины поглощения слоев МПлК для обеспечения сходимости расчетной модели. Показатель преломления и коэффициент поглощения слоя  $Si_3N_4$  в модели составили  $n = 2.48$  и  $k \approx 3.5 \cdot 10^{-5}$ , соответственно. Шаг сетки в каждой модели составил 2 нм. Для расчета  $\delta$  при помощи программного обеспечения, для магнитного анизотропного материала требуется задать недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{xy}$  и  $\epsilon_{yx}$  равные  $\pm ig$ , где  $g$  – параметр гирации материала. Недиagonalные компоненты тензора диэлектрической проницаемости для слоя пермаллоя 1-й серии МПлК были взяты из [166]. Дополнительно, для расчета спектрального положения порядков дифракции оптического излучения, падающего на одномерные и двумерные МПлК, в среде Spyder на языке программирования Python с использованием библиотек `sympy` и `numpy` был написан код для численного решения уравнения (3).

Автор выражает благодарность Мамяну Карену Арменовичу из Лаборатории нанооптики и метаматериалов кафедры нанофотоники МГУ имени М.В. Ломоносова за проведение численного моделирования исследуемых структур в программной среде ANSYS Lumerical FDTD.

## Глава III: Результаты исследования магнитных и магнитооптических свойств магнитоплазмонных кристаллов на основе пермаллоя.

### 1. Экспериментальные образцы одномерных магнитоплазмонных кристаллов с квазисинусоидальным и трапецеидальным профилем.

#### 1.1. Морфология поверхности и элементный состав.

Экспериментальные образцы МПлК 1-й серии на основе подложек  $Sub_{1.1}$  и  $Sub_{1.2}$  представляют собой полимерные одномерные дифракционные решетки, состоящие из массивов равноотстоящих друг от друга дорожек, поверхность которых покрыта 50 нм слоем серебра, слоем пермаллоя толщиной в диапазоне 5 – 20 нм, и 10 нм слоем нитрида кремния. Для оценки периода и высоты дорожек МПлК, был использован метод атомно-силовой микроскопии. Дополнительно, данный метод был применен для оценки шероховатости поверхности контрольных образцов на основе подложек *Ref. Sub<sub>1</sub>*, изготовленных в тех же технологических циклах, что и МПлК. Примеры полученных изображений поверхности МПлК на основе подложек  $Sub_{1.1}$  и  $Sub_{1.2}$ , а также контрольных образцов на основе подложек *Ref. Sub<sub>1</sub>*, с 5 нм слоем пермаллоя показаны на Рис. 29. Измеренные средние значения периода и высоты дорожек МПлК, а также шероховатости контрольных образцов с различной толщиной слоя пермаллоя показаны в Таблице 3.

Таблица 3. Параметры МПлК на основе подложек  $Sub_{1.1}$  и  $Sub_{1.2}$ , а также контрольных образцов на основе подложки *Ref. Sub<sub>1</sub>*.

Толщина слоя пермаллоя, нм.	Тип подложки				
	<i>Ref. Sub<sub>1</sub></i>	$Sub_{1.1}$		$Sub_{1.2}$	
	Шероховатость, нм.	Период, нм.	Высота, нм.	Период, нм.	Высота, нм.
5	$0.8 \pm 0.2$	$322 \pm 5$	$21.4 \pm 2.6$	$744 \pm 4$	$101 \pm 10$
10	$1.2 \pm 0.2$				
15	$0.6 \pm 0.1$				
20	$0.4 \pm 0.1$				

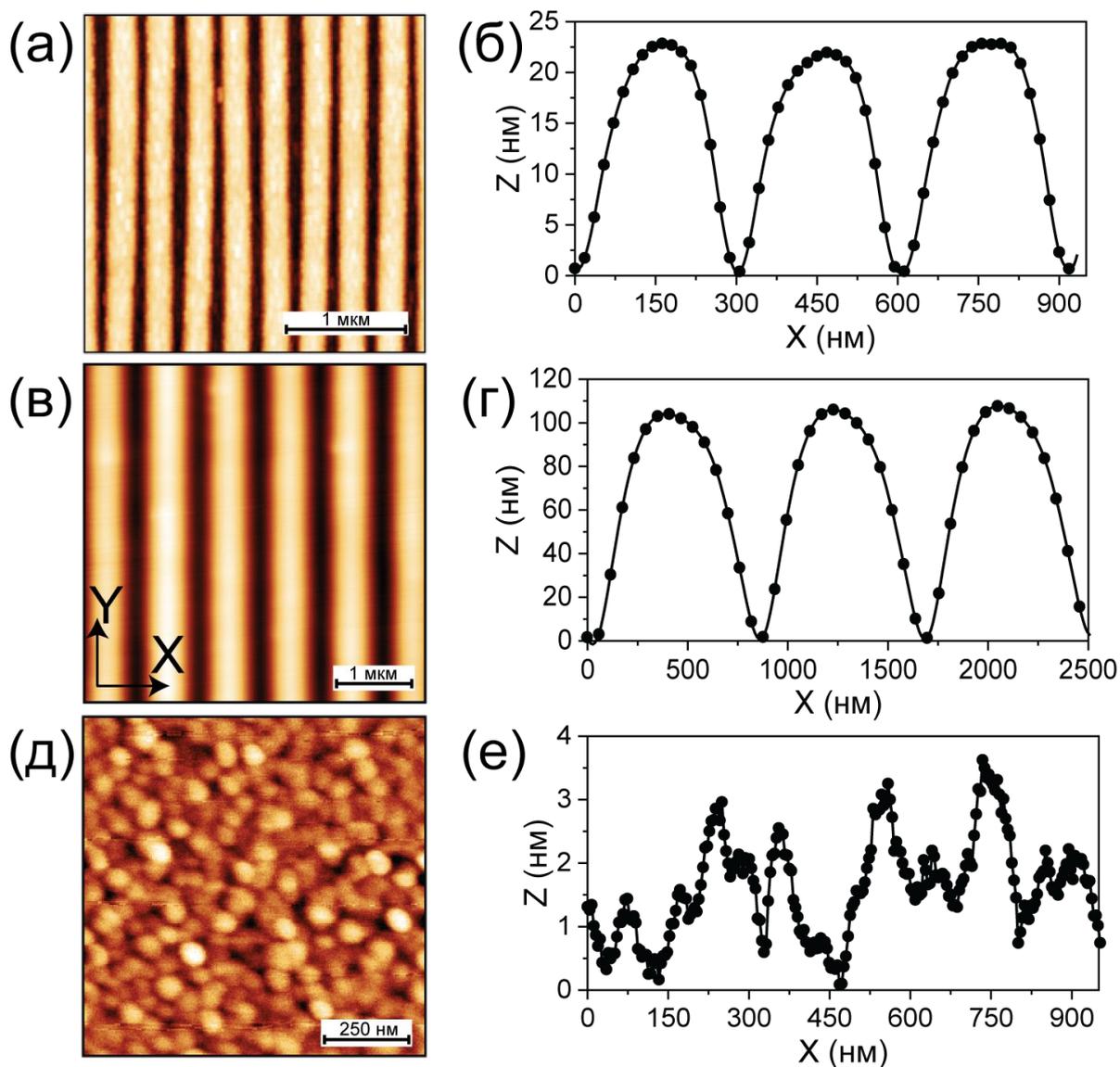


Рис. 29. Из [156\*, 168]. АСМ изображения поверхности МПлК на основе подложек (а)  $Sub_{1.1}$  и (в)  $Sub_{1.2}$ , а также контрольных образцов на основе подложек (д)  $Ref. Sub_1$ , с 5 нм слоем пермаллоя. (б, г, е) Профили поверхности МПлК на основе подложек  $Sub_{1.1}$  и  $Sub_{1.2}$ , а также контрольного образца на основе подложки  $Ref. Sub_1$ , построенные на основе полученных изображений.

На представленных примерах изображений образцов, светлый контраст соответствует верхним частям дорожек МПлК или возвышающимся частям шероховатости профиля контрольного образца, а темный контраст соответствует углублениям на поверхности образцов. Таким образом, контраст изображения позволяет определить перепад высоты структур и период МПлК. Полученные изображения показали, что средние значения периода и высоты дорожек находятся в пределах заявленных параметров для исходных подложек  $Sub_{1.1}$  и  $Sub_{1.2}$ . Кроме того, изображения поверхности образцов на основе подложек  $Ref. Sub_1$  показали, что шероховатость

формируемой тонкопленочной структуры во всех циклах магнетронного распыления не превышала 2 нм.

Для подтверждения соответствия процентного содержания железа и никеля заявленному в работе, при помощи ЭДС был проведен элементный анализ изготовленных МПлК. Пример полученного спектра для МПлК на основе подложки *Sub1.1* с толщиной слоя пермаллоя 20 нм показан на Рис. 30. Рассчитанное процентное содержание железа и никеля в составе МПлК с различной толщиной слоя пермаллоя приведено в Таблице 4.

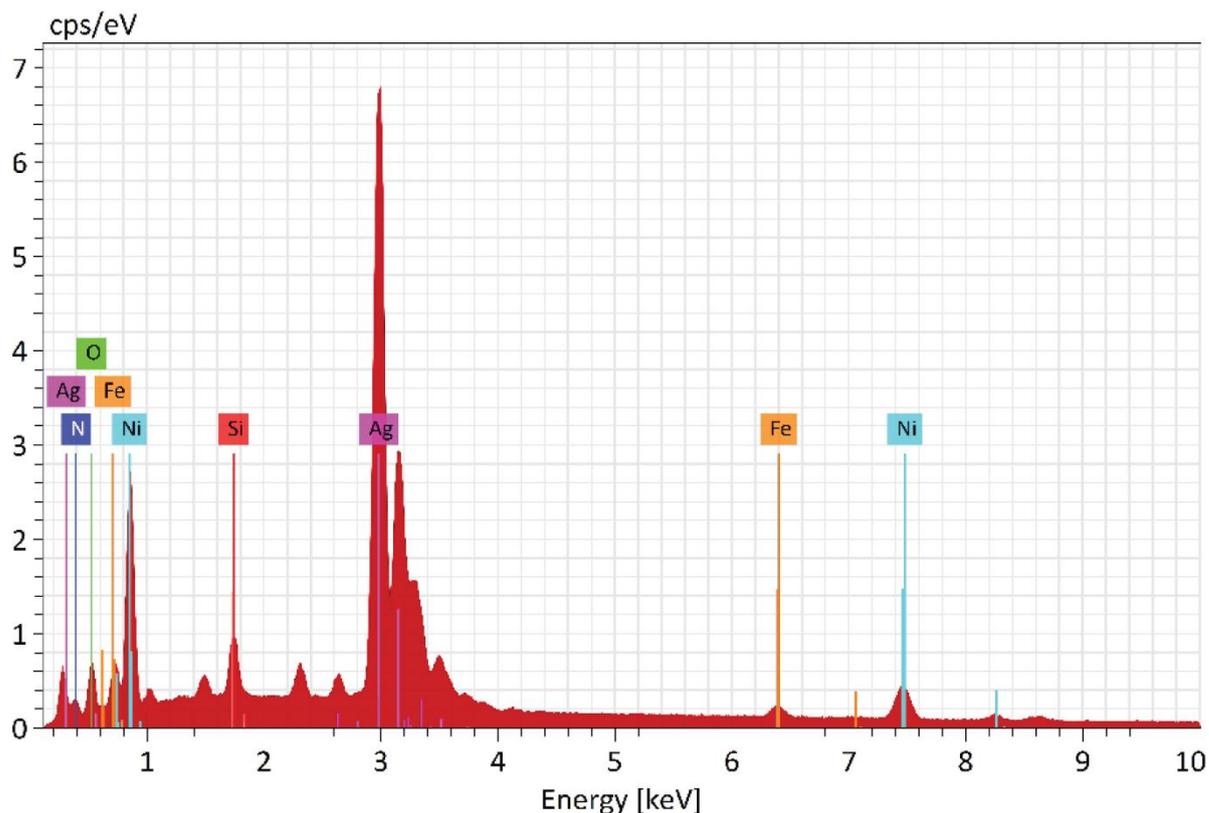


Рис. 30. Из [156]\* Энергодисперсионный спектр МПлК на основе подложки *Sub1.1* с 20 нм слоем пермаллоя.

Таблица 4. Соотношение содержания железа и никеля в МПлК на основе подложек *Sub1.1* и *Sub1.2*.

Толщина слоя Ni <sub>80</sub> Fe <sub>20</sub> , нм.	5	10	15	20	5	10	15	20
Элемент	Нормированное содержание по массе, %				Атомный процент содержания, %			
Fe	20.1	16.39	17.63	15.88	21.01	17.08	18.36	16.56
Ni	79.8	83.61	82.37	83.44	78.99	82.92	81.64	83.44

Согласно полученным результатам, отклонение содержания железа и никеля в изготовленных образцах от заявленных величин не превышает 4 %. Помимо элементов, заявленных в составе МПлК, на спектрах присутствуют максимумы характерного рентгеновского излучения, соответствующие углероду ( $K\alpha = 0.2774$  кЭв), натрию ( $K\alpha = 1.0410$  кЭв), алюминию ( $K\alpha = 1.4866$  кЭв) и сере ( $K\alpha = 2.3075$  кЭв). Следует отметить, что алюминий и натрий не входят в состав тонкопленочной структуры МПлК и связаны с материалом изготовления измерительной камеры сканирующего электронного микроскопа – алюминием, и ее загрязнением натрием в ходе эксплуатации прибора. В то же время, наличие максимума углерода связано с материалом изготовления подложек МПлК – поликарбонатом, а наличие серы вызвано окислением слоя серебра МПлК.

## 1.2. Магнитные свойства.

В данной главе представлены результаты исследования магнитных свойств одномерных МПлК на основе подложек *Sub1.1* и *Sub1.2*, а также контрольных образцов с аналогичным составом. Хорошо известно, что пленки пермаллоя  $Ni_{80}Fe_{20}$  в исследуемом диапазоне толщин обладают плоскостной магнитной анизотропией, при которой ОЛН пленок лежит в их плоскости, а ОТН направлена перпендикулярно поверхности пленки. Исследование магнитных свойств контрольных образцов на основе гладких подложек *Ref. Sub1* методами вибрационной и Керр-магнитометрии показало, что их магнитные свойства в плоскости можно считать изотропными. Петли гистерезиса, полученные при намагничивании образцов в плоскости пленок, а также измеренные значения  $H_c$  и  $H_s$ , показаны на Рис. 30. Расчет  $H_s$  проводился путем определения первой производной измеренных петель гистерезиса и нахождения величины магнитного поля, при котором величина производной достигает нуля. Учитывая, что ферромагнитная фаза исследуемых образцов является поликристаллической пленкой, уменьшение внешнего магнитного поля от  $H_s$ , при котором образцы однородно намагничены вдоль приложенного поля, приводит к постепенному уменьшению намагниченности образца путем обратимого поворота векторов намагниченности отдельных кристаллитов, которые стремятся ориентироваться вдоль локальных ОЛН [168]. При достижении остаточной намагниченности происходит формирование новых магнитных доменов с противоположным направлением намагниченности. Дальнейшее увеличение магнитного поля в противоположном направлении приводит к постепенному росту образовавшихся магнитных доменов и последующему резкому падению намагниченности образца при достижении  $H_c$  за счет необратимого движения доменной стенки. Продолжение увеличения магнитного поля выше  $H_c$  приводит к намагничиванию образца путем симметричных процессов.

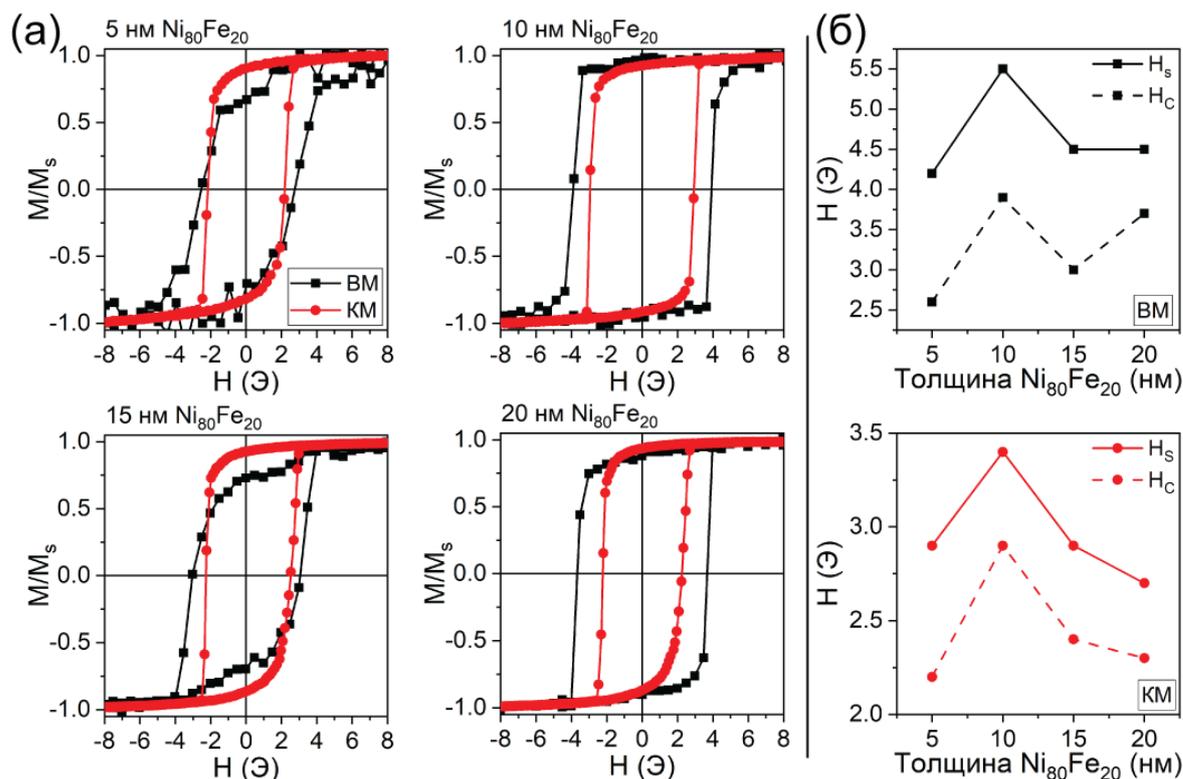


Рис. 30. Из [167]. (а) Петли гистерезиса образцов на основе подложки *Ref. Sub1*, измеренные с использованием вибрационной (ВМ, тёмные линии с квадратами) и Керр-магнитометрии (КМ, красные линии с кругами). (б) Зависимости  $H_s$  и  $H_c$  от толщины слоя пермаллоя.

Различия в петлях гистерезиса, полученных двумя методами, обусловлены тем, что метод вибрационной магнитометрии позволяет исследовать усредненные магнитные свойства всего объема созданных образцов, в то время как метод Керр-магнитометрии чувствителен к изменению магнитных свойств в локальных областях на поверхности изготовленных структур, ограниченных глубиной проникновения оптического излучения в ферромагнитный слой. В частности, отличие усредненной по объему и локальной магнитной анизотропии за счет поликристаллической структуры ферромагнитного слоя приводит к тому, что величины  $H_c$  и  $H_s$ , измеренные с использованием вибрационного магнетометра, приблизительно в 1.5 раза превышают аналогичные значения, измеренные при помощи Керр-магнитометра. Стоит отметить, что зависимость локально измеренных значений  $H_c$  и  $H_s$  и объемно измеренного  $H_s$  хорошо согласуется с изменением шероховатости образцов при изменении толщины слоя пермаллоя из Таблицы 3, что ожидаемо для подобного типа образцов [134]. Исключением является зависимость  $H_c$  от толщины слоя пермаллоя, измеренная при помощи вибрационного магнитометра, которая в большей степени согласуется с атомным содержанием никеля в образцах, при отклонении которого от 80 % наблюдается рост  $H_c$  [168].

Аналогичным образом были исследованы магнитные свойства одномерных МПлК на основе подложек  $Sub_{1,1}$ . По сравнению с контрольными образцами на основе подложек  $Ref. Sub_1$ , магнитные свойства которых в плоскости можно считать изотропными, одномерные МПлК с толщиной ферромагнитного слоя в исследуемом диапазоне обладают выраженными ОЛН и ОТН, лежащими в плоскости образцов и направленными вдоль и поперек дорожек МПлК, соответственно [169]. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании МПлК на основе подложек  $Sub_{1,1}$  вдоль ОЛН, а также измеренные значения  $H_c$  и  $H_s$ , показаны на Рис. 31. Наличие данной анизотропии хорошо заметно при сравнении петель гистерезиса МПлК вдоль ОЛН с петлями гистерезиса, полученными для МПлК на основе подложек  $Sub_{1,1}$  вдоль ОТН методом вибрационной магнитометрии и продемонстрированными на Рис. 32. Природа наблюдаемой анизотропии более подробно рассмотрена в литературном обзоре данной работы.

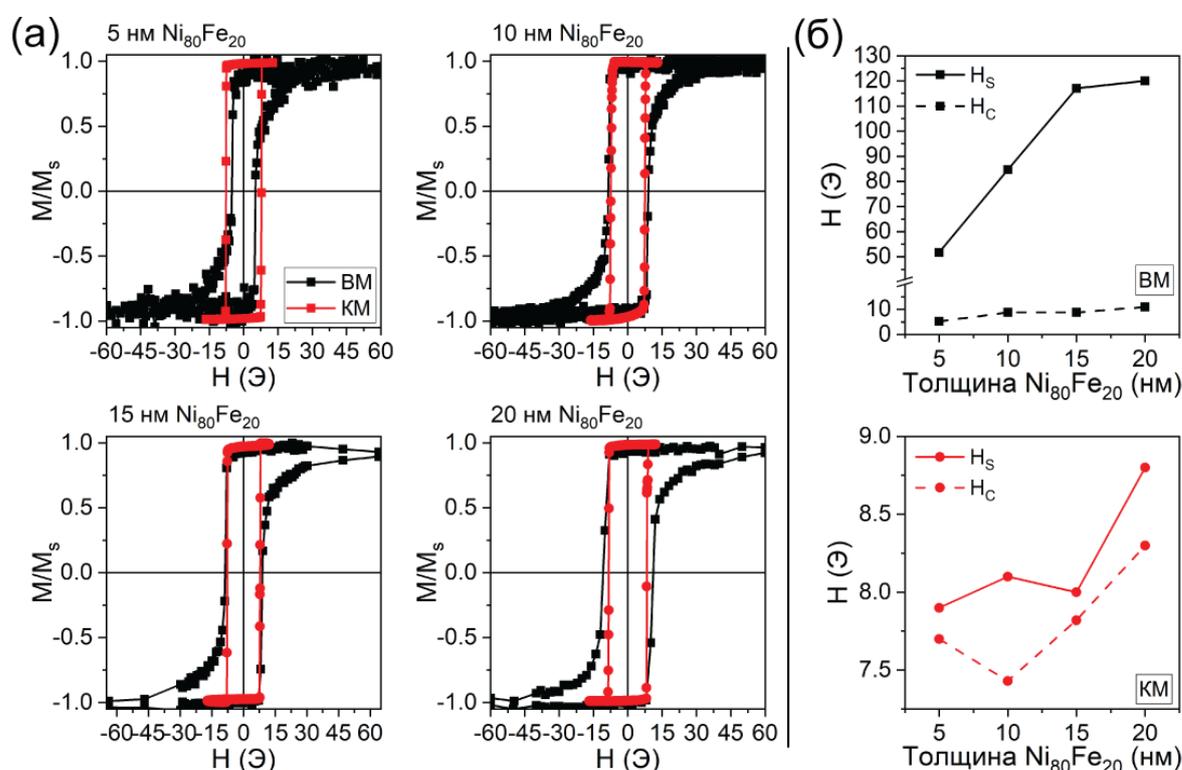


Рис. 31. Из [155, 156]\*. (а) Петли гистерезиса МПлК на основе подложки  $Sub_{1,1}$ , измеренные вдоль ОЛН с использованием вибрационной (ВМ, тёмные линии с квадратами) и Керр-магнитометрии (КМ, красные линии с кругами). (б) Зависимости  $H_s$  и  $H_c$  от толщины слоя пермаллоя.

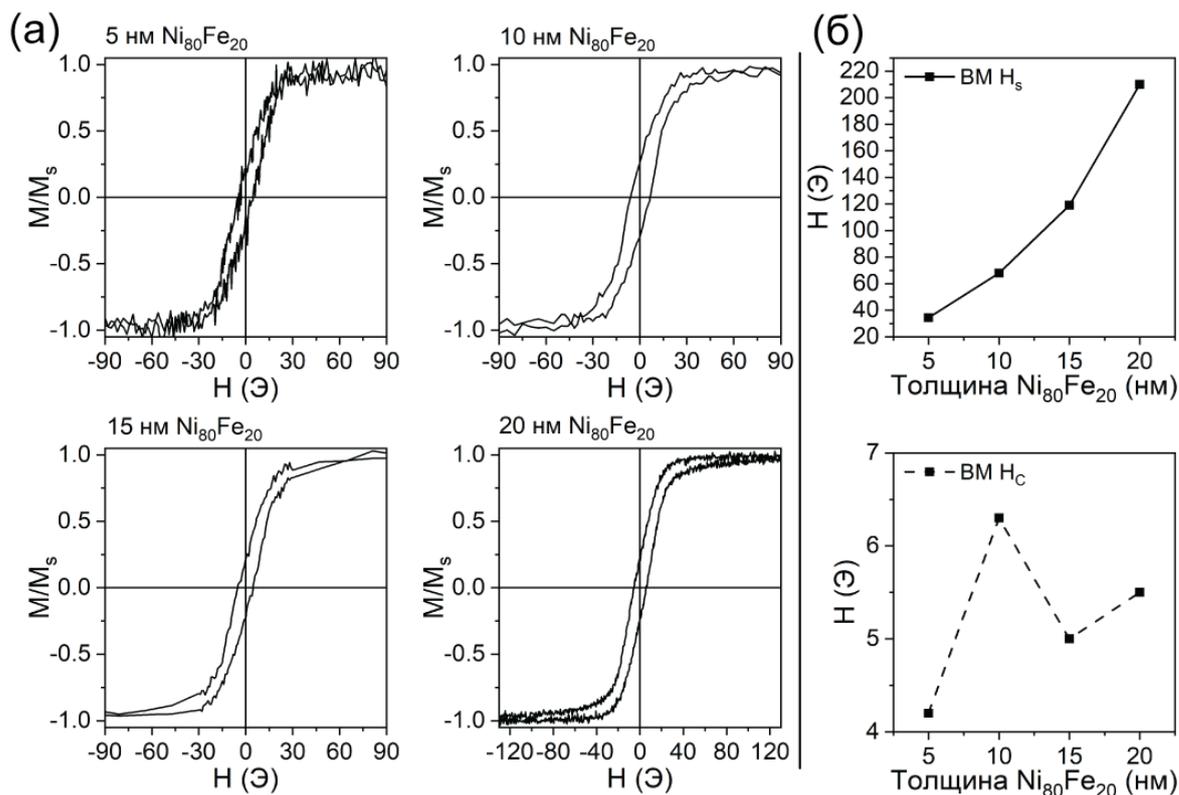


Рис. 32. Из [155, 156]\*. (а) Петли гистерезиса МПлК на основе подложки  $Sub_{1.1}$ , измеренные вдоль ОЛН методом вибрационной магнитометрии. (б) Зависимости  $H_s$  и  $H_c$  от толщины слоя пермаллоя.

Как видно из петель гистерезиса, измеренных вдоль ОЛН, основной механизм перемагничивания МПлК не изменился в сравнении с контрольными образцами на основе подложек  $Ref. Sub_1$ . Перемагничивание образцов происходит путем переключения намагниченности в области  $H_c$  за счет движения доменной стенки. Кроме того, основным механизмом перемагничивания МПлК, определяющим величину  $H_c$ , является закрепление доменных стенок на их дефектах, что дополнительно будет подтверждено методом магнитооптической характеристики образцов в дальнейших разделах работы. Петли гистерезиса МПлК на основе подложек  $Sub_{1.1}$ , измеренные двумя методами, характеризуются большими  $H_s$  и  $H_c$  по сравнению с контрольными образцами, что в первую очередь связано с наличием рельефа МПлК, высота которого на порядок превышает шероховатость контрольных образцов [134]. Однако, наличие данного рельефа также приводит к увеличению  $H_c$  и  $H_s$  с ростом толщины ферромагнитного слоя, что не согласуется с результатами измерений контрольных образцов. Величина  $H_c$  с увеличением толщины ферромагнитного слоя, измеренная при помощи вибрационной и Керр-магнитометрии, возросла с 5.2 Э до 10.9 Э и с 7.7 Э до 8.3 Э, соответственно. Характер изменения  $H_c$  и  $H_s$ , измеренных методом Керр-магнитометрии, с толщиной слоя  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  обусловлен увеличением дефектности сформированного магнитного слоя за счет изменения процесса роста зерен, неравномерности распределения ферромагнитного

материала на поверхности профиля МПлК и уменьшением внутренних механических напряжений ферромагнитного слоя в процессе магнетронного распыления [170, 171]. Это же приводит к небольшой разнице магнитных свойств в различных локальных областях МПлК и выражается в небольшом увеличении локально измеренной  $H_c$  при уменьшении толщины слоя пермаллоя с 10 нм до 5 нм. В то же время, изменения  $H_c$  и  $H_s$ , измеренных при помощи метода вибрационной магнитометрии, определяются не только локальными магнитными свойствами МПлК, но также процессами перемагничивания краевых дефектов образцов и их  $H_d$ , возрастающем с увеличением толщины ферромагнитного слоя. За счет этого,  $H_c$  и  $H_s$  всего объема образцов превышают величины, измеренные для локальных областей МПлК.

Для определения влияния толщины слоя пермаллоя на величину одноосной магнитной анизотропии, методом Керр-магнитометрии были получены петли гистерезиса при перемагничивании МПлК вдоль ОТН и регистрации изменения контраста изображений вдоль ОЛН, которые показаны на Рис. 33. В данном режиме измерения, уменьшение магнитного поля вдоль ОТН сопровождается поворотом магнитного момента МПлК от направления ОТН вплоть до поля переключения ( $H_{sw}$ ), при котором происходит необратимое изменение намагниченности и последующее выстраивание магнитного момента вдоль локальных ОЛН.

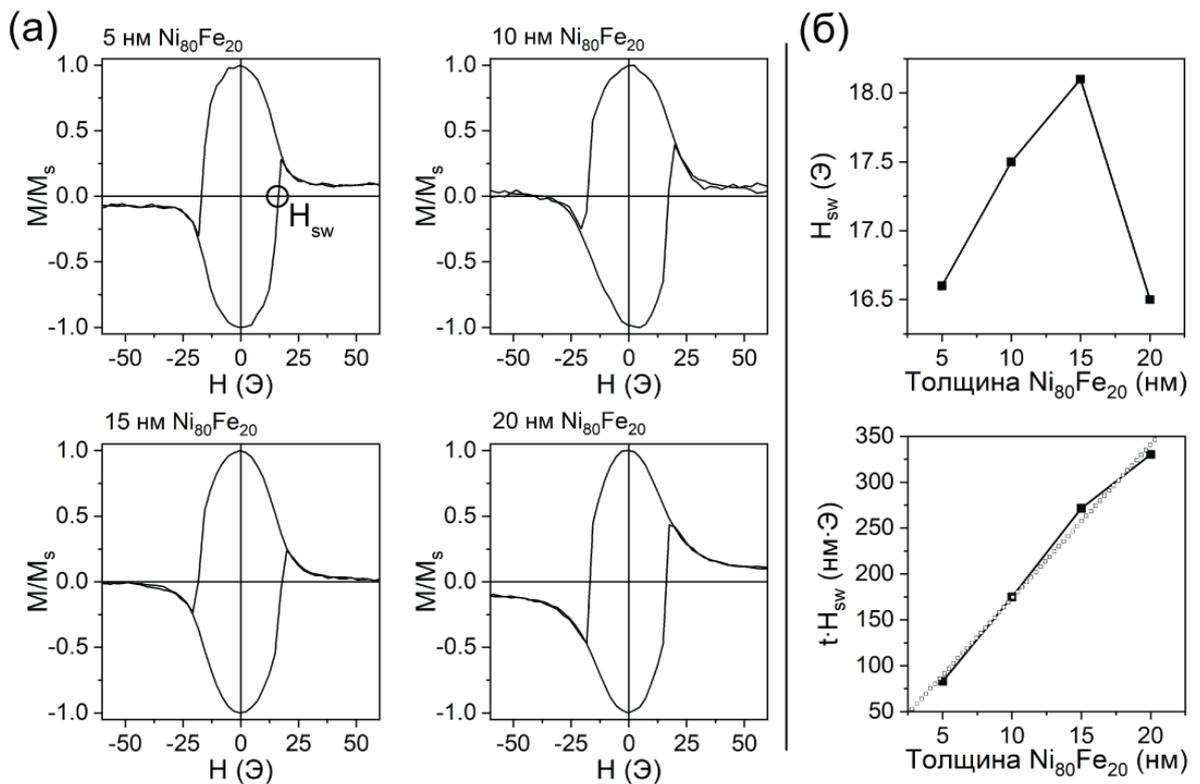


Рис. 33. Из [155, 156]\*. (а) Петли гистерезиса МПлК на основе подложки *Sub1.1*, измеренные методом Керр-магнитометрии при перемагничивании образцов вдоль ОТН и регистрации контраста вдоль ОЛН. (б) Зависимости  $H_{sw}$  и параметра  $t \cdot H_{sw}$ , где  $t$  – толщина слоя пермаллоя. Белые символы соответствуют аппроксимации экспериментальных данных линейной функцией.

Известно, что поле одноосной анизотропии исследуемого типа структур можно определить по величине  $H_{sw}$  петель гистерезиса, представленных на Рис. 33 [141, 169]. Как правило, в ферромагнитных пленках с периодической модуляцией профиля наблюдается увеличение  $H_{sw}$  с ростом толщины ферромагнитного слоя вплоть до некоторой критической толщины, при которой  $H_{sw}$  достигает максимума и убывает при дальнейшем росте толщины ферромагнитного слоя. Хотя на Рис. 33(б) наблюдается похожая тенденция, убывание  $H_{sw}$  при увеличении толщины слоя пермаллоя с 15 нм до 20 нм не наблюдается для образцов с схожим периодом и высотой профиля [169], и данное отклонение можно трактовать как погрешность измерения. При анализе магнитной анизотропии в плоских тонких пленках обычно рассматривается, что поле одноосной анизотропии, и, следовательно,  $H_{sw}$  определяется объемными ( $H_{sw}^V$ ) и поверхностными ( $H_{sw}^S$ ) дипольными вкладами как  $t \cdot H_{sw} = t \cdot H_{sw}^V + 2H_{sw}^S$ , где  $t$  – толщина ферромагнитного слоя [172]. В частности, преобладание  $H_{sw}^V$  обуславливает выравнивание магнитных моментов материала по направлению профиля МПлК, в то время как преобладание  $H_{sw}^S$  обуславливает выравнивание магнитных моментов вдоль плоскости МПлК и формирование полей рассеяния отдельными дорожками профиля. Для определения того, какой

из двух вкладов в  $H_{sw}$  преимущественно определяет магнитные свойства исследованных образцов может быть использован график зависимости параметра  $t \cdot H_{sw}$  (Рис. 33(б)) от толщины ферромагнитного слоя. Данная зависимость как правило является линейной функцией, чей коэффициент наклона и свободный коэффициент могут быть использованы для оценки вкладов  $H_{sw}^V$  и  $H_{sw}^S$  в формирование анизотропии магнитных свойств МПлК. В рассмотренном диапазоне толщин слоя пермаллоя вклад  $H_{sw}^V$  (16.7 Э) в 6 раз превышает вклад  $H_{sw}^S$  (2.7 Э) из чего сделан вывод о пренебрежимо малом вкладе полей рассеяния в формирование магнитных свойств образцов вдоль ОН и выстраиванию намагниченности МПлК по направлению профиля решетки.

МПлК на основе подложек  $Sub_{1,2}$  с большей высотой дорожек и периодом обладают хорошо выраженной одноосной магнитной анизотропией. Петли гистерезиса полученные при перемагничивании МПлК на основе подложек  $Sub_{1,2}$  вдоль ОЛН и ОН, а также измеренные значения  $H_c$  и  $H_s$ , показаны на Рис. 34 и Рис. 35, соответственно. Перемагничивание локальных областей МПлК происходит путем движения доменной стенки, в то время как петли гистерезиса, полученные методом вибрационной магнитометрии, имеют большой наклон. Данная особенность обусловлена разбросом полей переключения ферромагнитного материала, осажденного на разные участки решетки, что было показано на примере МПлК со схожей морфологией на основе железа [108]. За счет высоты дорожек МПлК на основе подложек  $Sub_{1,2}$ , в 5 раз превышающей высоту дорожек МПлК на основе подложек  $Sub_{1,1}$ , данные образцы обладают на порядок большей  $H_c$  при перемагничивании вдоль ОЛН, в том числе по сравнению с контрольными образцами. Рост  $H_c$  и  $H_s$  с увеличением толщины слоя, как и в случае с ранее рассмотренными МПлК на основе подложек  $Sub_{1,1}$ , преимущественно связан с изменениями процесса роста зерен, неравномерности покрытия профиля образцов ферромагнитным материалом и уменьшением внутренних механических напряжений ферромагнитного слоя в процессе магнетронного распыления [170, 171]. Различия между значениями, полученными методами вибрационной и Керр магнитометрии, также обусловлены чувствительностью данных методов к разным процессам перемагничивания МПлК. Учитывая, что измерения магнитных свойств МПлК методом Керр-магнитометрии проводились в области с диаметром 5 мкм, соответствующие петли гистерезиса учитывают перемагничивание примерно семи отдельных периодов МПлК. За счет большого разброса в значениях периода и высоты дорожек МПлК данного типа образцов, резкое возрастание локально измеренных  $H_c$  и  $H_s$  для МПлК с толщиной слоя пермаллоя 10 нм в первую очередь связывается со значительным отклонением морфологических параметров в измеряемой области от средних значений.

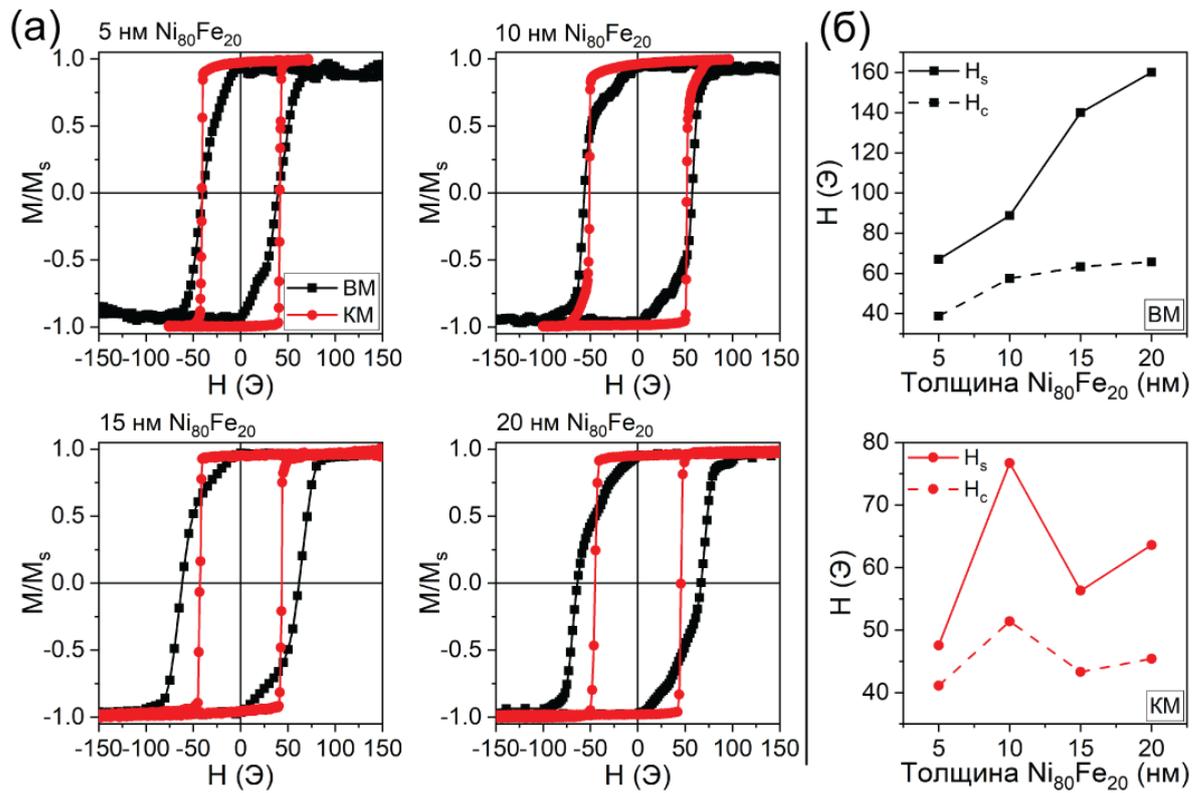


Рис. 34. Из [167]. (а) Петли гистерезиса МПЛК на основе подложки  $\text{Sub}_{1,2}$ , измеренные вдоль ОЛН методами вибрационной (ВМ, тёмные линии с квадратами) и Керр-магнитометрии (КМ, красные линии с кругами). (б) Зависимости  $H_s$  и  $H_c$  от толщины слоя пермаллоя.

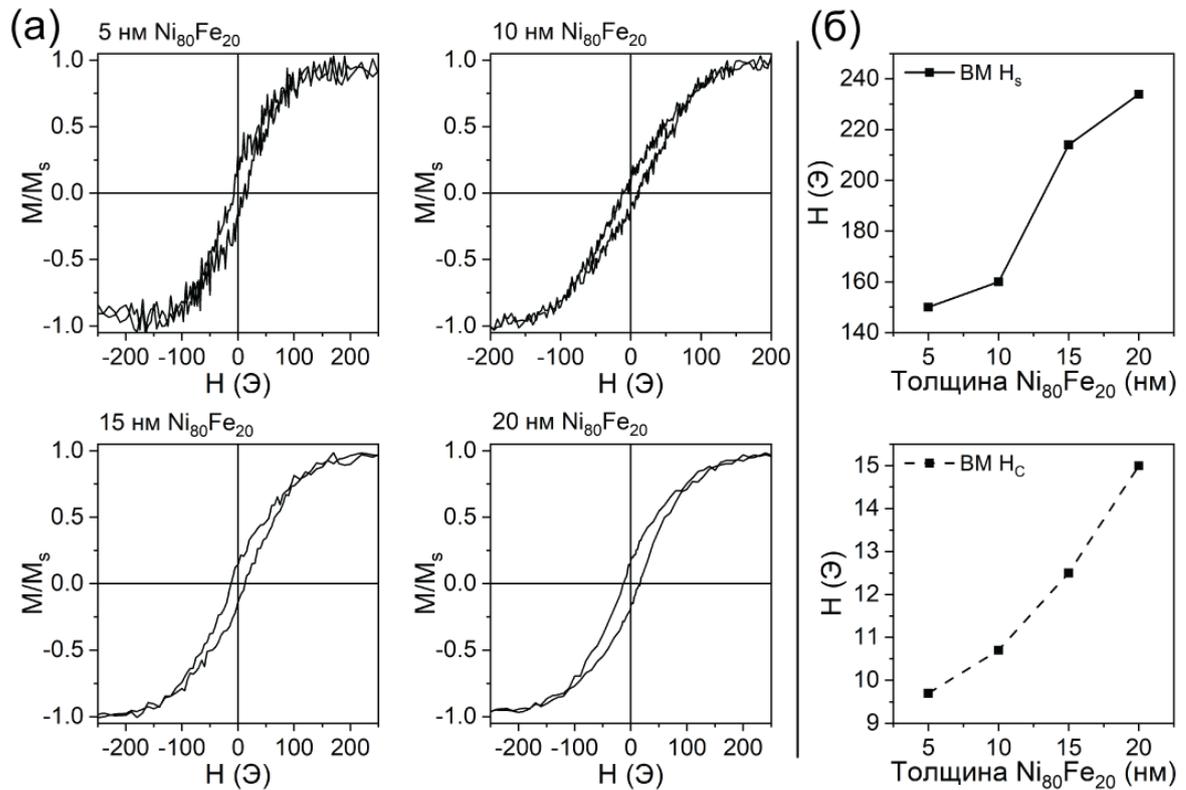


Рис. 35. Из [167]. (а) Петли гистерезиса МПЛК на основе подложки  $\text{Sub}_{1,2}$ , измеренные вдоль ОТН методом вибрационной магнитометрии. (б) Зависимости  $H_s$  и  $H_c$  от толщины слоя пермаллоя.

Влияние толщины слоя пермаллоя на магнитные свойства МПлК на основе подложек  $Sub_{1.2}$  вдоль ОТН можно обобщить следующим образом. Аналогично МПлК на основе подложек  $Sub_{1.1}$  рост толщины слоя пермаллоя приводит к возрастанию  $H_c$  и  $H_s$ . Однако, при изменении толщины ферромагнитного слоя с 5 нм до 20 нм  $H_s$  МПлК на основе подложек  $Sub_{1.2}$  возрастает в 1.5 раза, в то время как для МПлК на основе подложек  $Sub_{1.1}$  наблюдается шестикратный рост  $H_s$ . Соответствующий рост  $H_c$  для МПлК на основе подложек  $Sub_{1.2}$  и  $Sub_{1.1}$  практически не отличается для двух типов образцов и составляет 1.5 и 1.3 раза, соответственно. Различие в  $H_s$ , измеренном вдоль ОТН между двумя типами образцов объясняется большими механическими напряжениями в ферромагнитном материале, осажденном на поверхность подложек  $Sub_{1.2}$  по сравнению с образцами на основе подложек  $Sub_{1.1}$ . В частности, это подтверждается петлями гистерезиса при перемагничивании МПлК вдоль ОТН и регистрации изменения контраста изображений вдоль ОЛН, которые показаны на Рис. 36.

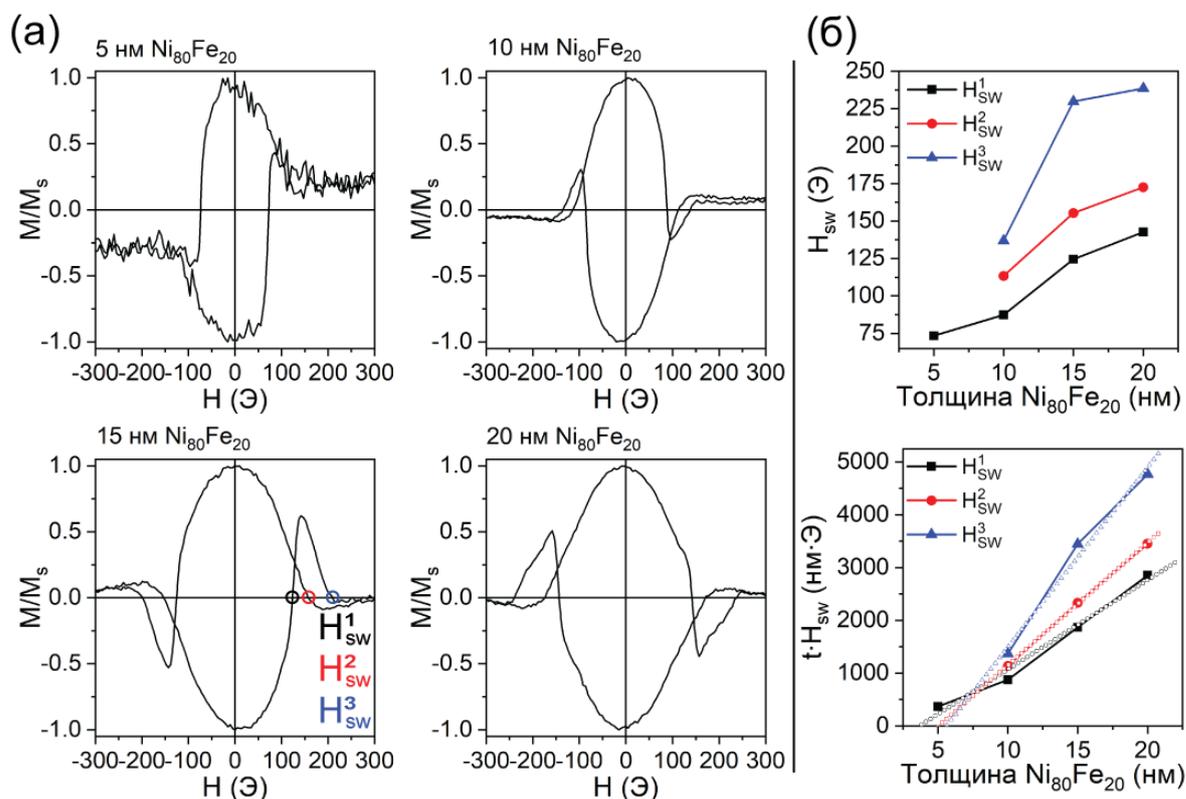


Рис. 36. Из [167]. (а) Петли гистерезиса МПлК на основе подложки  $Sub_{1.2}$ , измеренные методом Керр-магнитометрии при перемагничивании образцов вдоль ОТН и регистрации контраста вдоль ОЛН. (б) Зависимости  $H_{sw}$  и параметров  $t \cdot H_{sw}$ , где  $t$  – толщина слоя пермаллоя. Белые символы демонстрируют аппроксимацию экспериментальных данных линейными функциями.

На петлях гистерезиса, представленных на Рис. 34, заметно, что увеличение толщины ферромагнитного слоя приводит к появлению нескольких  $H_{sw}$ , возникновение которых можно

трактовать как наличие нескольких метастабильных ОЛН, вдоль которых происходит выстраивание магнитных моментов при постепенном убывании внешнего магнитного поля МПлК. Однако методика измерения не позволяет разделить, какие части профиля или элементы структуры МПлК отвечают за возникновение нескольких  $H_{sw}$ . Вклады  $H_{sw}^V$  и  $H_{sw}^S$ , рассчитанные для каждого  $H_{sw}$ , приведены в Таблице 5.

Таблица 5. Объемные ( $H_{sw}^V$ ) и поверхностные ( $H_{sw}^S$ ) дипольные вклады в анизотропию магнитных свойств МПлК основе подложек  $Sub_{1,2}$ , рассчитанные для каждого поля приключения  $H_{sw}$  из Рис. 34(б).

	$H_{sw}^1$	$H_{sw}^2$	$H_{sw}^3$
$H_{sw}^V, \text{Э}$	169.1	231.7	340.2
$H_{sw}^S, \text{Э}$	-311.5	-585.6	-945.2

Примечательно то, что в рассматриваемых МПлК величина  $H_{sw}^S$  в 1.8 – 2.8 раза превышает значение  $H_{sw}^V$ , из чего сделан вывод о преобладании вклада дипольного взаимодействия между дорожками МПлК, в формирование магнитных свойств образцов вдоль ОТН. Кроме того, величина  $H_{sw}^V$  из Таблицы 5, которая связана с внутренними механическими напряжениями в ферромагнитном слое [173], в 10 раз превышает аналогичное значение для МПлК на основе подложек  $Sub_{1,1}$ .

### 1.3. Спектроскопия отражательной способности и экваториального эффекта Керра. Полевые зависимости экваториального эффекта Керра.

В данном подразделе представлены результаты исследования  $R$  и  $\delta$  одномерных МПлК на основе подложек  $Sub_{1,1}$  и  $Sub_{1,2}$ , а также контрольных образцов с аналогичным составом, в видимом спектральном диапазоне. Экспериментальное исследование оптических и магнитооптических свойств проводилось при угле падения света  $68^\circ$ , при котором достигается максимальная эффективность возбуждения ППП в МПлК на основе подложек  $Sub_{1,1}$  в выбранном диапазоне длин волн [66]. Как видно из проведенного численного моделирования спектров  $R$  и  $\delta$  для МПлК на основе подложек  $Sub_{1,1}$ , результаты которого показаны на Рис. 37(а), при выбранных угле падения света и диапазоне длин волн в спектрах присутствуют все особенности, характерные для одномерных МПлК с заявленными параметрами.

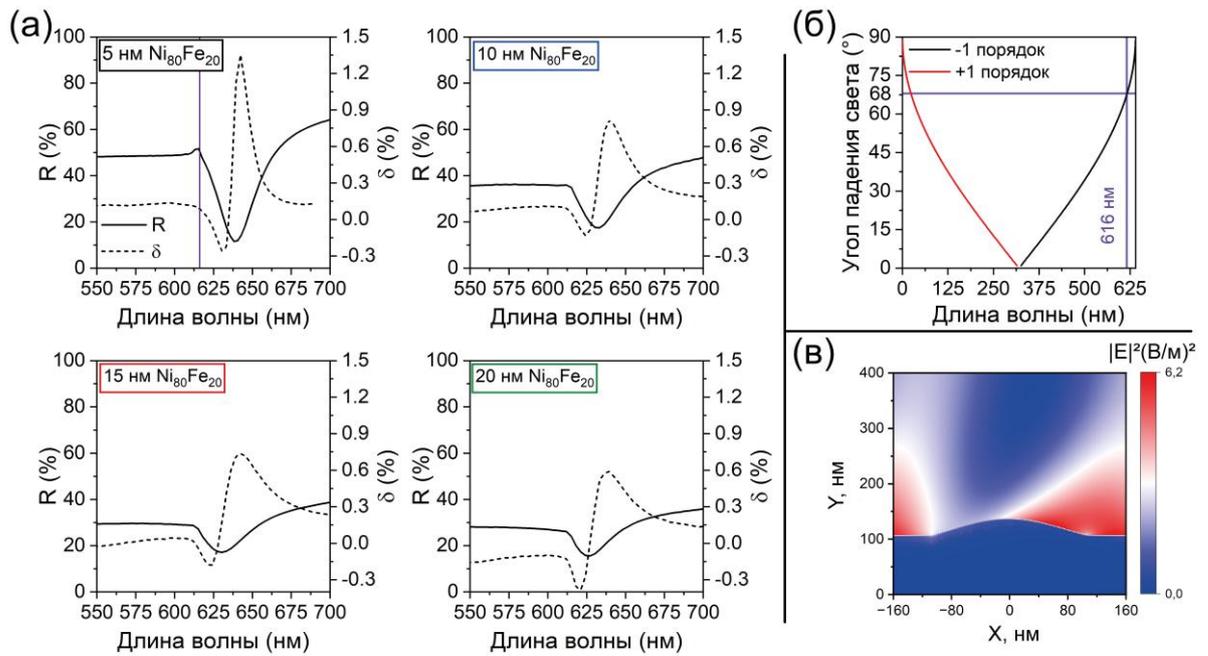


Рис. 37. Из [155, 156]\*. (а) Смоделированные спектральные зависимости  $R$  и  $\delta$  МПЛК на основе подложек  $Sub_{1.1}$  с различной толщиной слоя пермаллоя. Фиолетовой линией обозначено спектральное положение аномалии Рэлея. (б) Спектральное положение -1 и +1 порядков дифракции, и соответствующих мод ППП, для МПЛК на основе подложек  $Sub_{1.1}$ . (в) Распределение локального электрического поля  $|E|^2$  вблизи поверхности МПЛК с 5 нм слоем пермаллоя при угле падения света  $68^\circ$  и длине волны 640 нм.

В согласии с расчетом уравнения (3) при условии  $k_{ППП} = k_0$ , результаты которого показаны на Рис. 37(б), при угле падения света  $68^\circ$  вблизи длины волны 616 нм в спектрах  $R$  наблюдаются выраженные аномалии Вуда, связанные с возбуждением ППП, максимум которых приходится на длину волны 640 нм, что подтверждается характерным распределением электрического поля вблизи поверхности МПЛК, представленного на Рис. 37(в). Ввиду малой высоты профиля МПЛК, на длине волны 616 нм наблюдается слабо выраженная аномалия Рэлея, спектральное положение которой обычно находится вблизи аномалии Вуда. Практически лоренцеву форму резонанса в спектре  $R$  можно трактовать как то, что резонансный вклад в формирование оптических и магнитооптических свойств рассматриваемых МПЛК преобладает над нерезонансным. Под резонансным вкладом в данной работе подразумевается возбуждение собственных мод МПЛК в виду ППП, а под нерезонансным – рассеяние света на решетке МПЛК без возбуждения собственных мод структуры. Возбуждение ППП обуславливает появление ассиметричного резонанса Фано в спектрах  $\delta$  в окрестности длины волны 640 нм. Ввиду пропорциональности  $\delta$  первой производной спектральной зависимости  $R$ , спектральное положение максимумов  $\delta$  смещено относительно минимума отражательной способности ( $R_{мин}$ ) и соответствует максимальному наклону аномалии Вуда. Форма резонанса Фано в спектральных

зависимостях  $\delta$  зависит не только от состава и морфологии МПлК, но также и от толщины функциональных слоев образцов. В частности, согласно результатам моделирования, максимальное значение  $\delta$  ( $\delta_{\max}$ ) монотонно уменьшается с увеличением толщины слоя пермаллоя, а величина  $R_{\min}$  достигает максимума при толщине слоя пермаллоя 10 нм. Сравнение смоделированных спектров  $R$  и  $\delta$  для МПлК на основе подложек  $Sub_{1.1}$  с экспериментально полученными результатами, а также результаты исследования контрольных образцов, показаны на Рис. 38.

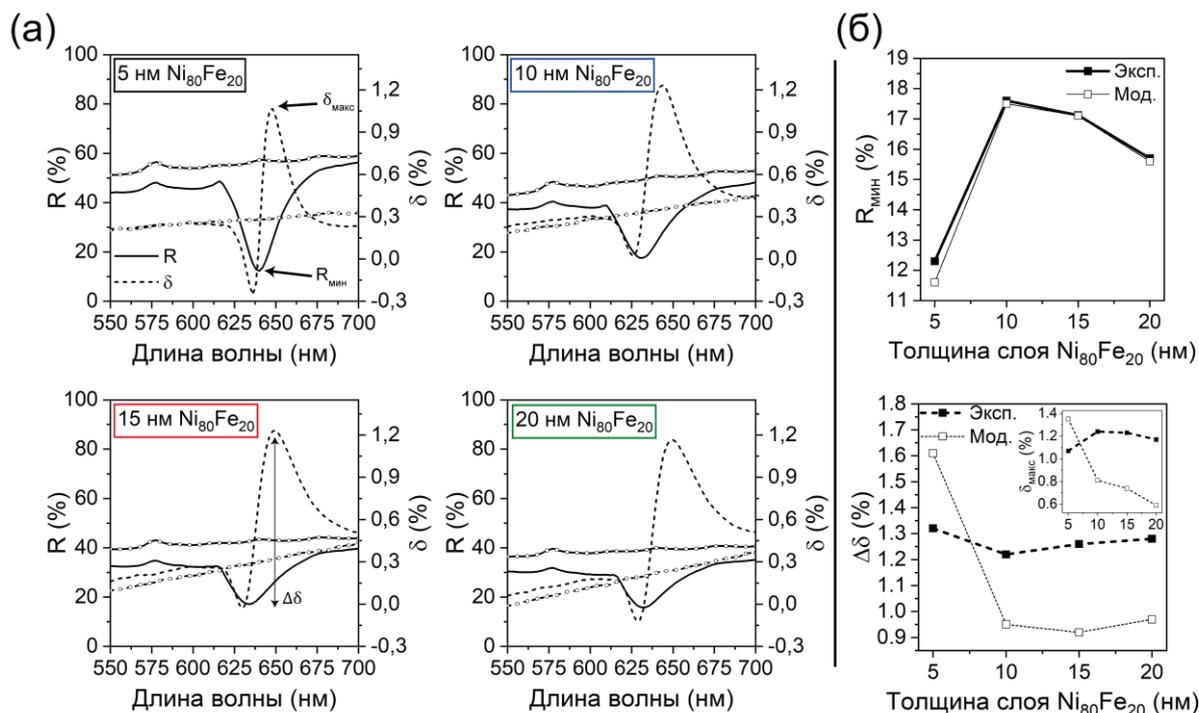


Рис. 38. Из [155, 156]\*. (а) Экспериментально полученные спектральные зависимости  $R$  и  $\delta$  МПлК на основе подложек  $Sub_{1.1}$  (линии без символов), а также контрольных образцов на основе подложек  $Ref. Sub_1$  (линии с круглыми точками), с различной толщиной слоя пермаллоя. (б) Зависимости  $R_{\min}$  и  $\Delta\delta$  от толщины слоя пермаллоя для МПлК на основе подложек  $Sub_{1.1}$ , полученных из эксперимента и с использованием численного моделирования. На вставке изображены зависимости  $\delta_{\max}$  от толщины слоя пермаллоя, полученные из эксперимента и с использованием численного моделирования.

Исходя из результатов эксперимента, в спектрах  $R$  и  $\delta$  контрольных образцов не наблюдается возбуждение каких-либо типов резонансов, в то время как в соответствующих спектрах МПлК присутствуют характерные резонансные особенности. Спектральное положение, форма и величина  $R_{\min}$  для каждого МПлК хорошо согласуются с результатами моделирования, что подтверждает корректность параметров модели, использованной в численных расчётах. Как

и в случае численного моделирования, в спектрах не наблюдается ярко выраженных аномалий Рэлея, а максимум аномалии Вуда уменьшается с ростом толщины ферромагнитного слоя, что обусловлено постепенным ослаблением нерезонансного вклада в оптические свойства МПлК. Ширина аномалий Вуда, достигающая минимума при малой диссипации ППП в МПлК, достигает наименьшего значения в 21.9 нм при толщине ферромагнитного слоя 5 нм, а при дальнейшем росте слоя пермаллоя до 10, 15 и 20 нм сохраняется на уровне  $27.6 \pm 0.2$  нм. Данный результат согласуется с ранее изученными МПлК на основе никеля [67] и вызван большей длиной распространения ППП в МПлК на границе раздела серебро/пермаллой по сравнению с границей раздела нитрид кремния/пермаллой. Наибольшая добротность аномалии Вуда для МПлК с 5 нм слоем пермаллоя также обуславливает наблюдаемое минимальное значение  $R_{мин}$  в 12.3 %. Так как увеличение толщины слоя пермаллоя до 10, 15 или 20 нм не влияет на диссипацию ППП в рассматриваемых МПлК а оптическая глубина пермаллоя составляет величину порядка 25 нм на длине волны 640 нм, немонотонная зависимость  $R_{мин}$  с максимумом в 17.6 % при 10 нм слое пермаллоя связана с увеличением затухания электромагнитного излучения в ферромагнитном слое при увеличении его толщины.

Известно, что при малом вкладе нерезонансных процессов в оптические и магнитооптические свойства МПлК, относительная модуляция интенсивности света в спектральном диапазоне, соответствующем возбуждению ППП ( $\Delta\delta$ ), напрямую зависит от намагниченности материала и обратно пропорциональна величине диссипации ППП [56]. За счет этого, в рассматриваемом диапазоне толщин ферромагнитного слоя, экспериментально измеренная  $\Delta\delta$  принимает максимальное значение в 1.32 % при 5 нм слое пермаллоя. При дальнейшем увеличении толщины слоя пермаллоя до 10 нм  $\Delta\delta$  незначительно уменьшается на 0.1 % и возрастает до 1.28 % при дальнейшем росте толщины слоя пермаллоя до 20 нм, что связано с ростом намагниченности насыщения МПлК при увеличении толщины слоя пермаллоя [174]. Немонотонная зависимость  $\Delta\delta$  также наблюдается в результатах численного моделирования, а различия между экспериментально полученными значениями и результатами моделирования вызваны расхождениями между недиагональными компонентами тензора диэлектрической проницаемости, использованными при моделировании, и фактическими параметрами тензора диэлектрической проницаемости изготовленных МПлК. В ряде случаев на практике, в частности при применении МПлК в качестве сенсорных элементов магнитного поля, параметры МПлК оптимизируются для достижения максимального значения  $\delta$  на фиксированной длине волны света ( $\delta_{макс}$ ). В исследованных МПлК максимальное экспериментально полученное значение  $\delta_{макс}$  также имеет немонотонную зависимость от толщины слоя пермаллоя и достигает максимума в 1.24 % при толщине ферромагнитного слоя 10 нм. В сравнении с контрольными

образцами, МПЛК с толщиной слоя пермаллоя в 5, 10, 15 и 20 нм продемонстрировали 3.8-, 3.5-, 3.8- и 4.9-кратное увеличение  $\delta$ , соответственно.

С увеличением периода МПЛК резонансная длина волны возбуждения ППП смещается в область больших длин волн. В связи с этим, в видимом спектральном диапазоне для МПЛК на основе подложек  $Sub_{1.2}$  аномалии Вуда в спектрах  $R$  и резонансы Фано в спектрах  $\delta$  соответствуют выполнению условий фазового синхронизма из уравнения (3) для -2 порядка дифракции. Результаты экспериментального исследования спектров  $R$  и  $\delta$  для МПЛК на основе подложек  $Sub_{1.2}$  показаны на Рис. 39.

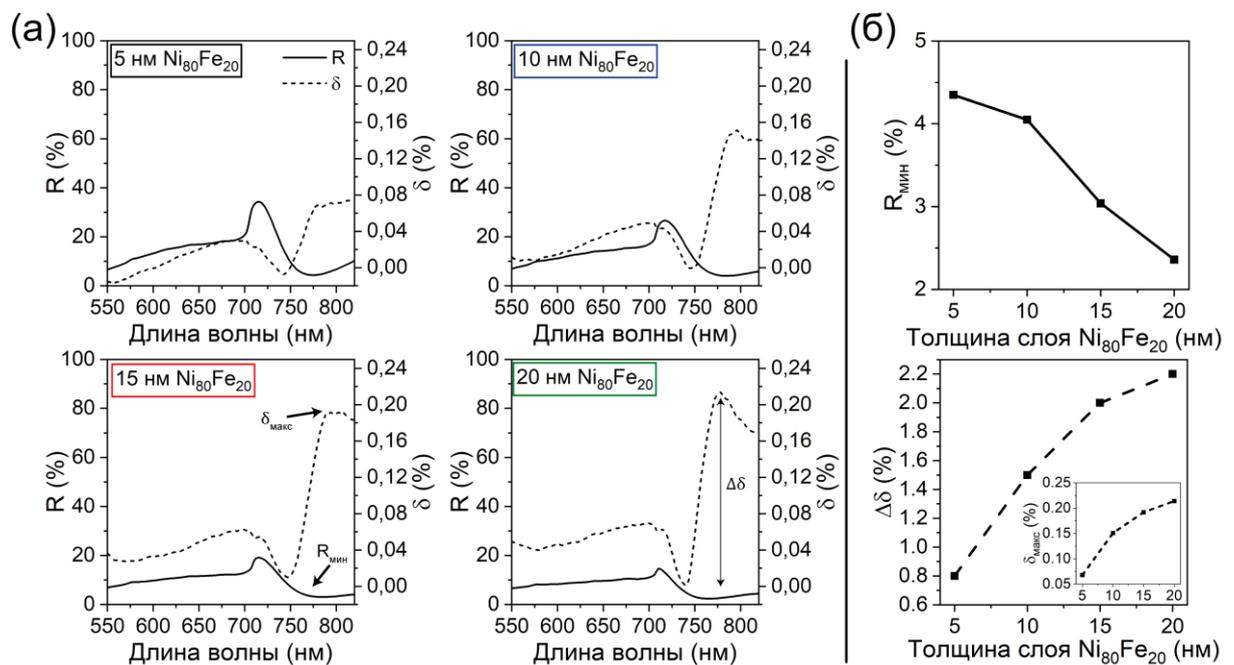


Рис. 39. Из [167]. (а) Спектральные зависимости  $R$  и  $\delta$  МПЛК на основе подложек  $Sub_{1.2}$ . (б) Зависимости  $R_{мин}$  и  $\Delta\delta$  от толщины слоя пермаллоя для МПЛК на основе подложек  $Sub_{1.2}$ . На вставке изображена зависимость  $\delta_{макс}$  от толщины слоя пермаллоя.

Можно заметить, что при переходе к подложкам  $Sub_{1.2}$ , в спектрах  $R$  на длине волны приблизительно 714 нм присутствуют хорошо выраженные аномалии Рэлея, спектральное положение которых согласуется с расчетом уравнения (3) при условии  $k_{ППП} = k_0$ . Наличие данных аномалий согласуется с исследованиями других научных групп и вызвано увеличением высоты профиля МПЛК по сравнению с образцами на основе подложек  $Sub_{1.1}$  [25, 175]. Ввиду наложения аномалии Рэлея на аномалию Вуда, для изготовленных образцов наблюдается линейное уменьшение  $R_{мин}$  с 4.3 % при толщине ферромагнитного слоя 5 нм до 2.4 % при толщине слоя 20 нм, связанное с ростом потерь на поглощение энергии падающей и дифрагированной по касательной к МПЛК волн. Так как собранная измерительная схема не

позволила провести измерение спектров  $R$  в диапазоне длин волн, превышающем 840 нм, ширина аномалий Вуда и оценка влияния толщины ферромагнитного слоя на диссипацию ППП и добротности аномалии Вуда в образах не может быть сделана на основе представленных спектров. Косвенно, о малости вклада процессов диссипации ППП на магнитооптические свойства МПлК, свидетельствует монотонный рост  $\Delta\delta$  с ростом толщины слоя пермаллоя, вызванный увеличением намагниченности насыщения образцов. Стоит отметить, что сохранение характерной ассиметричной формы Фано резонансов в спектрах  $\delta$  свидетельствует о том, что по аналогии с образцами на основе подложек *Sub1.1*, магнитооптические свойства рассмотренных МПлК определяются резонансным вкладом, связанным с возбуждением ППП.

Полевые зависимости  $\delta$  МПлК на основе двух типов подложек, измеренные на длинах волн, соответствующих  $\delta_{\text{макс}}$ , показаны на Рис. 40(а, б). Как было рассмотрено ранее в работе, амплитуда полевых зависимостей  $\delta$  определяется как магнитными, так и плазмонными свойствами МПлК. С другой стороны, форма полевых зависимостей  $\delta$  и значение  $H_{AC}$ , соответствующее  $H_{\text{мод}}$ , определяются исключительно магнитными свойствами МПлК. В частности, полученные полевые зависимости  $\delta$  в постепенно убывающем переменном магнитном поле представляют собой основные кривые намагничивания МПлК, что обусловлено использованной методикой измерения. Полученные результаты подтверждают, что, начиная с состояния с малой остаточной намагниченностью, для достижения магнитного насыщения МПлК на основе обоих типов подложек требуется приложить поле, близкое к значению  $H_c$ . Это подтверждает ранее сделанные выводы о том, что основным механизмом перемагничивания, определяющим  $H_c$  МПлК, является зарождение и закрепление доменных стенок на дефектах их структуры [176, 177]. Кроме того, пропорциональность полевых зависимостей  $\delta$  величине  $\chi$  позволяет вычислить  $H_c$  МПлК путем нахождения максимума отношения  $\partial(\delta)/\partial(H_{AC})$ . В данной работе, зависимость  $H_c$ , рассчитанных для МПлК из полученных полевых зависимостей, от толщины ферромагнитного слоя коррелирует с  $H_c$ , определёнными из объемных петель гистерезиса МПлК, а не с локально измеренными значениями  $H_c$ . Увеличение толщины слоя пермаллоя также сопровождается смещением  $H_{\text{мод}}$  в область больших  $H_{AC}$ , что согласуется с увеличением объемных  $H_s$  и  $H_c$  двух типов МПлК при росте ферромагнитного слоя. Это указывает на то, что в проведенном эксперименте полевые зависимости определялись объемными магнитными свойствами образцов. Данный факт хорошо согласуется с тем, что для изучения магнитооптических свойств МПлК был использован оптический пучок с диаметром 1.5 мм, на три порядка превышающем диаметр оптического пучка, использованного для изучения локальных магнитных свойств МПлК.

Полевые зависимости  $\delta$  лежат в основе одного из методов измерения постоянного магнитного поля, приложенного к МПлК помещенного в  $H_{\text{мод}}$  [156]\*. В данной методике,

полевые зависимости  $\delta$  выполняют роль передаточных функций, по которым возможно установить связь между напряженностью приложенного магнитного поля и величиной  $\delta$ , или переменным сигналом на оптическом детекторе, пропорциональном модуляции интенсивности света, отражённого от МПлК. В случае, когда МПлК имеют только одну ось решетки, они могут выступить в качестве чувствительных элементов, обладающих максимальной чувствительностью только к одной компоненте внешнего магнитного поля, лежащей в плоскости образа перпендикулярно направлению дорожек МПлК. При реализации ортогональной геометрии плоскость падения света для наблюдения  $\delta$  будет направлена параллельно дорожкам МПлК, что приведет к несоблюдению условий фазового синхронизма для возбуждения ППП и отсутствию усиления  $\delta$ . При рассмотрении МПлК в качестве чувствительных элементов датчиков магнитного поля, их  $LoD$ ,  $LoQ$ , диапазон измеряемых магнитных полей ( $\Delta H$ ) и  $H_{mod}$  можно определить из расчета их чувствительности как первой производной измеренных полевых зависимостей  $\delta$ , которые показаны на Рис. 40(в, г). Ввиду нелинейности передаточной функции, чувствительность МПлК к внешнему магнитному полю не сохраняется на одном уровне при любых значениях  $H_{AC}$ , а достигает максимума при  $H_{AC} = H_{mod}$ . При отклонении от данного значения чувствительность МПлК постепенно уменьшается, достигая мертвой зоны, в которой при любых значениях постоянного магнитного поля выходной сигнал чувствительного элемента остается постоянным. Из рассмотренных примеров видно, что наибольшая чувствительность достигается не для МПлК с максимальной величиной  $\delta$ , а для образцов с наибольшим наклоном полевой зависимости  $\delta$ , которая определяется  $\chi$  МПлК, в частности, зависящей от размера кристаллитов, состава МПлК и примесей в ферромагнитном слое, а также механических напряжений в пленке. Исходя из соображений о влиянии крутизны полевых зависимостей  $\delta$  на чувствительность МПлК, рост чувствительности образцов приводит к уменьшению  $\Delta H$ . В данной работе,  $\Delta H$  оценивался как диапазон полей  $H_{AC}$ , при котором чувствительность МПлК не опускается ниже 10 % от максимального значения. Таким образом, изменение состава и структуры ферромагнитного слоя МПлК может быть использовано для оптимизации чувствительности и  $\Delta H$  чувствительных элементов датчиков на их основе с единственным ограничением – рост одного из параметров будет сопровождаться уменьшением второго. Дополнительно, с учетом шумовой составляющей сигнала измерительной установки, для исследованных МПлК были рассчитаны значения  $LoD$  и  $LoQ$ , характеризующие минимальную величину магнитного поля, которое можно детектировать и измерить с их использованием. Значения  $H_{mod}$ ,  $\Delta H$ , чувствительности,  $LoD$  и  $LoQ$  МПлК с разной толщиной слоя пермаллоя на основе подложек  $Sub_{1.1}$  и  $Sub_{1.2}$  продемонстрированы в Таблице 6. Исходя из проведенного анализа можно заключить, что для применения МПлК для измерения внешних магнитных полей

особое внимание необходимо уделять не только величине  $\delta$ , определяющей общий уровень сигнала и отношению сигнал/шум измерительной системы, но и магнитным свойствам МПлК в основном определяющим характеристики чувствительных элементов на основе МПлК.

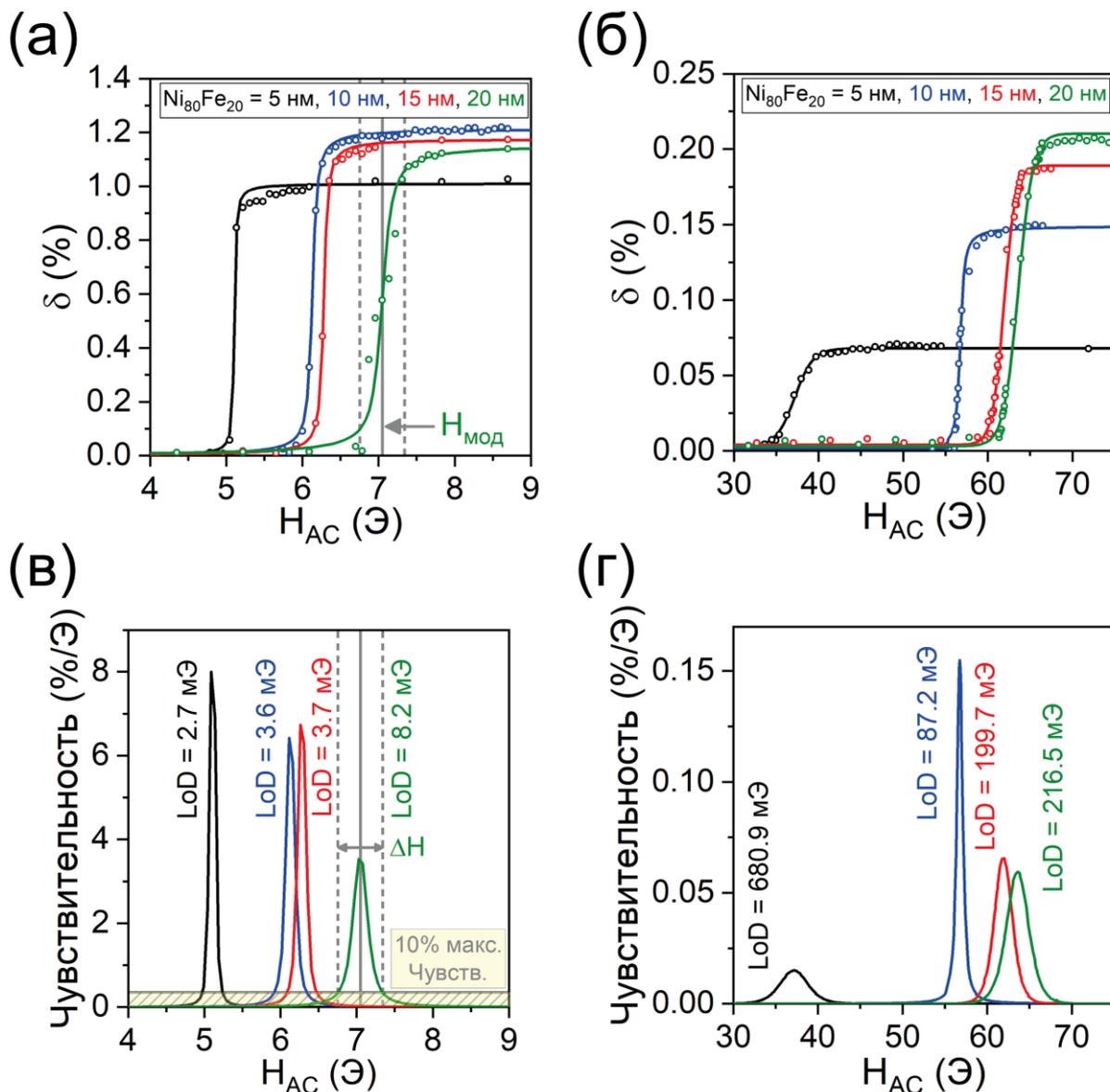


Рис. 40. Из [156\*, 157\*, 168]. Полевые зависимости  $\delta$  для МПлК на основе подложек (а)  $Sub_{1.1}$  и (б)  $Sub_{1.2}$ , с различной толщиной слоя пермаллоя. Сплошными линиями обозначены результаты аппроксимации экспериментальных точек модифицированной функцией Ланжевена, а кругами без линий – экспериментально полученные данные.  $H_{mod}$  – величина  $H_{AC}$ , соответствующая максимуму чувствительности МПлК к магнитному полю  $\partial(\delta)/\partial(H_{AC})$ . (в, г) Полевые зависимости чувствительности МПлК на основе подложек  $Sub_{1.1}$  и  $Sub_{1.2}$ , соответственно, к внешнему магнитному полю.  $\Delta H$  – оптимальный диапазон измеряемых магнитных полей. На графиках для каждого образца обозначена величина  $LoD$  в  $H_{mod}$ . Для МПлК с толщиной слоя пермаллоя 20 нм указан уровень чувствительности, составляющей 10 % от максимального значения.

Таблица 6. Из [156\*, 157\*, 168]. Значения  $H_{mod}$ ,  $\Delta H$ , чувствительности,  $LoD$  и  $LoQ$  для МПлК с разной толщиной слоя пермаллоя на основе подложек  $Sub_{1.1}$  и  $Sub_{1.2}$ .

Подложка	$Sub_{1.1}$				$Sub_{1.2}$			
	5	10	15	20	5	10	15	20
Слой $Ni_{80}Fe_{20}$ , нм	5	10	15	20	5	10	15	20
$H_{mod}$ , Э	5.1	6.1	6.3	7.0	37.1	56.8	61.9	63.6
$\Delta H$ , мЭ	208.1	325.8	298.2	585.8	$7.9 \times 10^3$	$2.2 \times 10^3$	$5.1 \times 10^3$	$6.3 \times 10^3$
Чувствительность, %/Э	8.0	6.4	6.7	3.5	0.015	0.155	0.065	0.059
$LoD$ , мЭ	2.7	3.6	3.7	8.2	680.9	87.2	199.7	216.5
$LoQ$ , мЭ	9.0	12.5	12.6	27.4	2269.7	203.4	665.6	718.2

## 2. Экспериментальные образцы одномерных магнитоплазмонных кристаллов с прямоугольным профилем.

### 2.1. Морфология поверхности и элементный состав.

Экспериментальные образцы МПлК 2-й серии на основе подложек  $Sub_2$  представляют собой полимерные одномерные дифракционные решетки, состоящие из массивов равностоящих друг от друга прямоугольных дорожек с различной высотой, поверхность которых покрыта 50 нм слоем серебра, 150 нм слоем пермаллоя и 20 нм слоем нитрида кремния. Оценка периода, а также высоты и ширины дорожек, МПлК на основе подложек, изготовленных с различной дозой экспонирования, была выполнена с использованием метода атомно-силовой микроскопии. Дополнительно, данный метод был применен для оценки шероховатости поверхности контрольной области. Примеры изображений поверхности МПлК на основе подложки  $Sub_2$  и контрольной области, а также профили изготовленных МПлК с разной высотой профиля, показаны на Рис. 41. Параметры МПлК, рассчитанные из результатов исследования их поверхности методом атомно-силовой микроскопии приведены в Таблице 7.

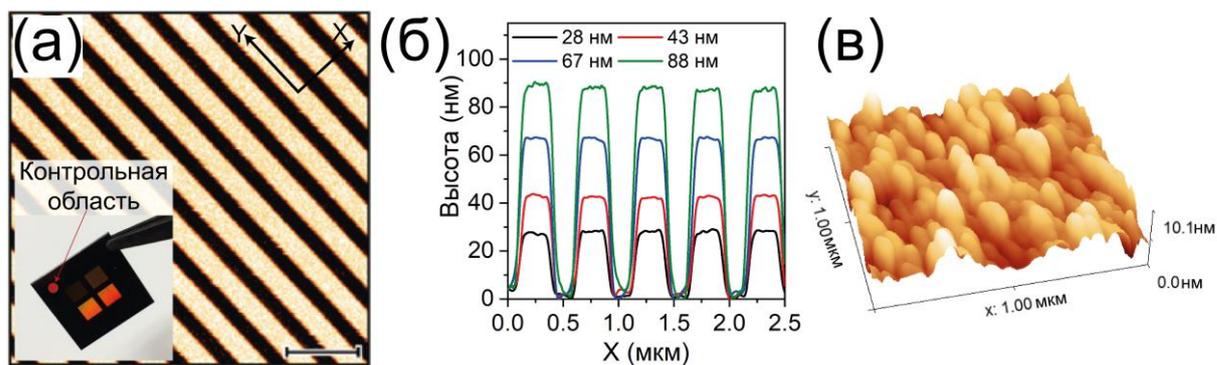


Рис. 41. Из [157]\*. (а) АСМ изображение поверхности МПЛК на основе подложки *Sub*<sub>2</sub> с высотой дорожек 88 нм. Размерная шкала составляет 1 мкм. На вставке показано фото кремниевой пластины, поверхность которой покрыта слоями Ag/Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> и содержит 4 области, в которых расположены изготовленные МПЛК. Красным цветом отмечена контрольная область. (б) Профили созданных МПЛК с разной высотой дорожек. (в) АСМ изображение поверхности контрольной области.

Таблица 7. Высота профиля  $h$ , средний период МПЛК  $d$ , средняя ширина дорожек на полувысоте профиля  $w$ , среднее расстояние между дорожками  $s$ , отношение среднего расстояния между дорожками к средней ширине дорожек  $s/w$  и отношение высоты дорожек к средней ширине дорожек  $h/w$  МПЛК на основе подложек *Sub*<sub>2</sub>.

Доза экспонирования, мкКл/см <sup>2</sup> :	400	600	800	1000
$h$ , нм	28.0 ± 0.3	43.0 ± 0.5	67.0 ± 0.2	88.0 ± 0.3
$d$ , нм	495.8 ± 1.3			
$s$ , нм	205.2 ± 2.7			
$w$ , нм	290.6 ± 1.4			
$s/w$	0.71 ± 0.01			
$h/w$	0.10 ± 0.2	0.15 ± 0.1	0.23 ± 0.05	0.30 ± 0.04

На представленном примере изображения поверхности МПЛК, светлый контраст соответствует верхним частям дорожек образца, а темный контраст соответствует углублениям на его поверхности. Таким образом, контраст изображения позволяет определить перепад высоты структуры и период МПЛК, а также оценить ширину отдельных дорожек. Использование доз экспонирования 400, 600, 800 и 1000 мкКл/см<sup>2</sup> для формирования подложек МПЛК позволило изготовить образцы с высотой профиля 28 нм, 43 нм, 67 нм и 88 нм, соответственно. В то время как период изготовленных МПЛК близок к заявленному значению, экспериментально измеренная ширина дорожек образцов, а также расстояние между ними, примерно на 30 нм отличается от заявленного значения. Данное расхождение связано как с гауссовым распределением энергии

электронного пучка, так и с небольшой величиной использованных доз экспонирования, обуславливающих отклонение профиля, формируемого в процессе литографии, от прямоугольного [178]. Шероховатость поверхности, оценка которой проводилась по изображениям поверхности контрольной области, составила  $1.1 \pm 0.2$  нм.

Для подтверждения соответствия процентного содержания железа и никеля заявленному в работе, при помощи ЭДС был проведен элементный анализ тонкопленочной структуры МПлК. Полученный спектр показан на Рис. 42. Рассчитанное процентное содержание железа и никеля в составе МПлК приведено в Таблице 8.

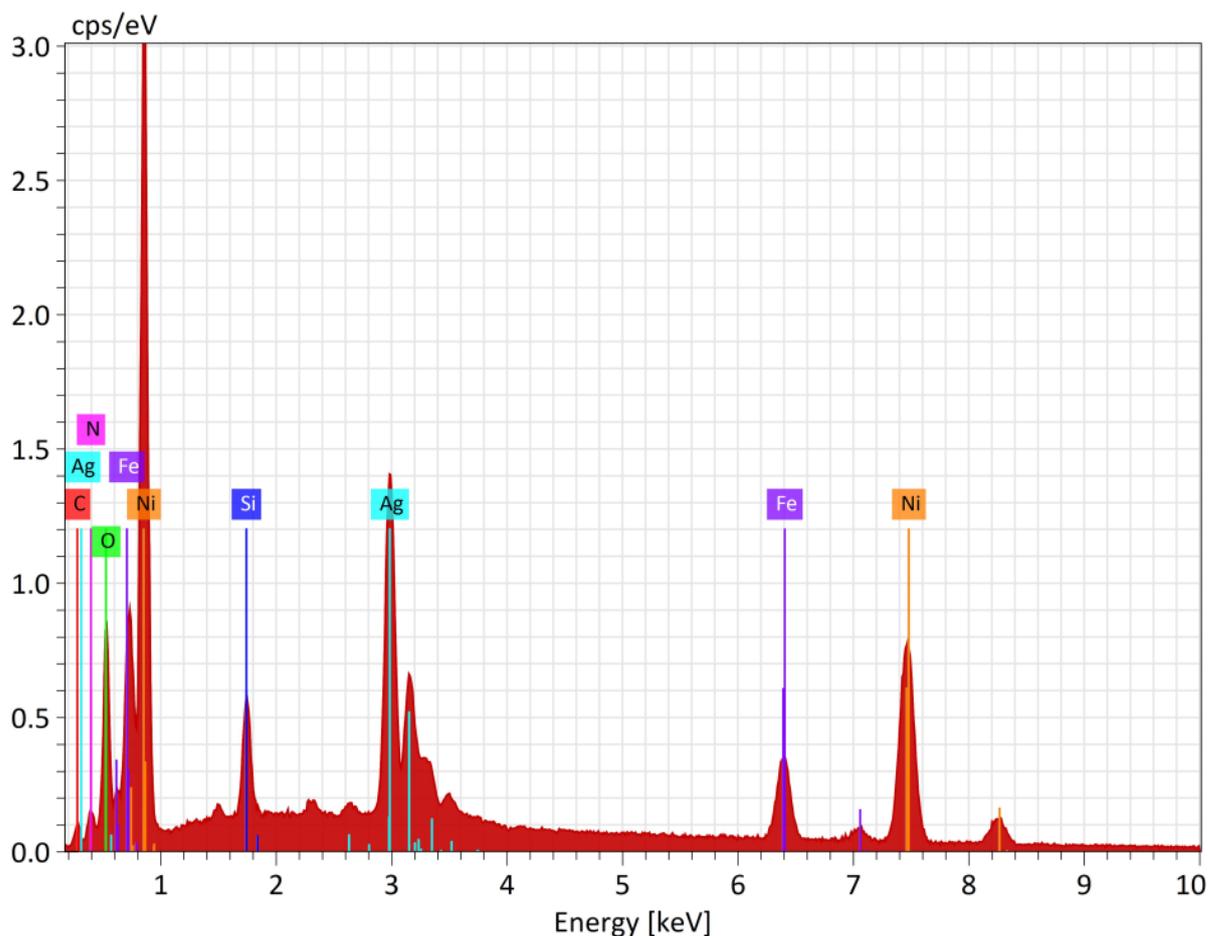


Рис. 42. Энергодисперсионный спектр МПлК на основе подложки *Sub<sub>2</sub>* со 150 нм слоем пермаллоя.

Таблица 8. Соотношение содержания железа и никеля в МПлК на основе подложек *Sub<sub>2</sub>*.

Элемент	Нормированное содержание по массе, %	Атомный процент содержания, %
Fe	18.99	19.77
Ni	81.01	80.23

Согласно полученным результатам, отклонение содержания железа и никеля в изготовленных образцах от заявленных величин не превышает 1 %. Помимо элементов, заявленных в составе МПлК, на спектрах присутствуют максимумы характерного рентгеновского излучения, соответствующие углероду ( $K\alpha = 0.2774$  кЭв), натрию ( $K\alpha = 1.0410$  кЭв), алюминию ( $K\alpha = 1.4866$  кЭв) и сере ( $K\alpha = 2.3075$  кЭв). Следует отметить, что алюминий и натрий не входят в состав тонкопленочной структуры МПлК и связаны с материалом изготовления измерительной камеры сканирующего электронного микроскопа – алюминием, и ее загрязнением натрием в ходе эксплуатации прибора. В то же время, наличие максимума углерода связано с материалом изготовления дорожек МПлК – полиметилметакрилатом, а присутствие максимума серы вызвано окислением слоя серебра МПлК. Большая величина максимума характерного рентгеновского излучения кремния по сравнению с МПлК на основе подложек  $Sub_{1.1}$  и  $Sub_{1.2}$  связана с выбором материала изготовления подложек МПлК.

## 2.2. Магнитные свойства.

Ввиду того, что все образцы МПлК 2-й серии были изготовлены на поверхности одной кремниевой пластины, их петли гистерезиса при приложении поля в плоскости вдоль и поперек дорожек были получены методом Керр-микроскопии. Петли гистерезиса МПлК на основе подложек  $Sub_2$  и контрольной области показаны на Рис. 43.

В сравнении с образцами на основе подложек  $Ref. Sub_1$  из 1-й серии образцов, в которой толщина слоя пермаллоя варьировалась в диапазоне 5 нм – 20 нм, контрольная область из 2-й серии образцов с толщиной слоя пермаллоя 150 нм обладает  $H_c = 50.2$  Э и  $H_s = 550$  Э. При этом, петля гистерезиса имеет две характерные области – диапазон магнитных полей, близких к  $H_c$ , в котором происходит скачкообразное изменение намагниченности, и следующий за ним диапазон полей, в котором наблюдается практически линейный рост намагниченности от остаточного значения, до намагниченности насыщения. Наблюдаемая форма петель, а также рост  $H_c$  и уменьшение остаточной намагниченности, может наблюдаться в поликристаллических пленках пермаллоя с отрицательной магнитострикцией, толщина которых превышает некоторое критическое значение, при котором в ферромагнитной пленке наблюдается полосчатая доменная структура [179, 180]. Одним из свойств данного типа пленок является наличие эффекта вращающейся магнитной анизотропии или “rotatable magnetic anisotropy effect” [181, 182], при котором форма петель гистерезиса в плоскости пленки не зависит от направления приложенного внешнего магнитного поля.

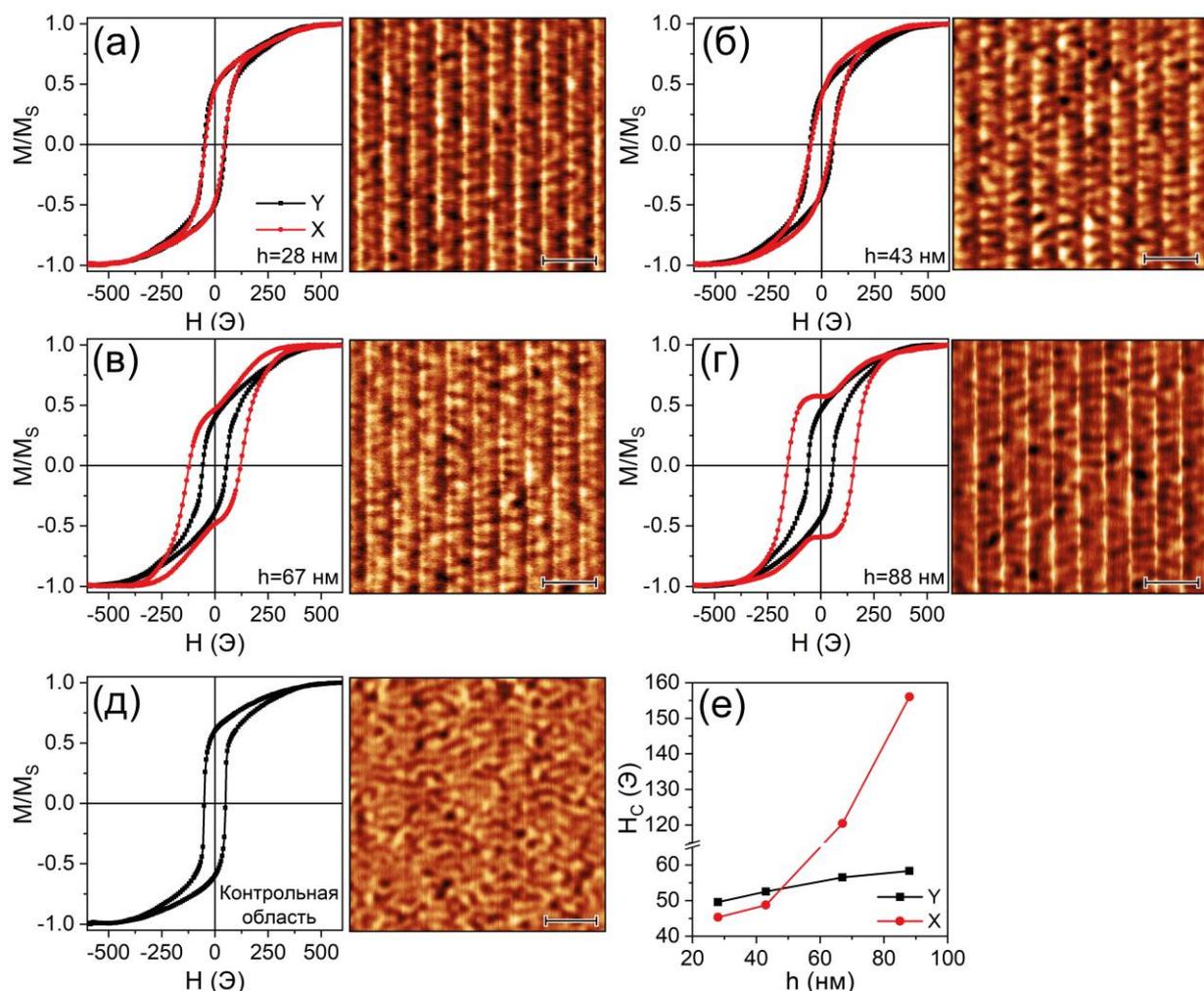


Рис. 43. (а – д) Петли гистерезиса МПлК с разной высотой профиля ( $h$ ) на основе подложки *Sub2*, измеренные в плоскости вдоль направления дорожек МПлК ( $Y$ ) и поперек дорожек МПлК ( $X$ ), а также контрольной области. Справа от графиков продемонстрированы МСМ изображения поверхности образцов в остаточном магнитном состоянии. Темный и светлый контраст соответствует областям, в которых происходит притягивание и отталкивание кантилевера от поверхности образца. Размерные шкалы составляют 1 мкм. (е) Зависимости  $H_c$  МПлК от  $h$ , измеренных при перемагничивании образцов в ортогональных направлениях  $X$  и  $Y$ .

Как видно из результатов исследования магнитной микроструктуры контрольной области, в остаточном магнитном состоянии доменная структура контрольной области не демонстрирует идеальной полосчатой структуры, а представляет собой комбинацию из цилиндрических магнитных доменов и полосчатых магнитных доменов. В частности, наблюдаемая магнитная микроструктура наблюдалась в ферромагнитных пленках, сформированных при напылении ферромагнитного материала под углом [183]. В случае распыления материала под скользящим углом, остаточное магнитное состояние ферромагнитной пленки характеризуется полосчатой доменной структурой, обуславливающей формирование перпендикулярной магнитной

анизотропии, в то время как при углах напыления в диапазоне примерно от  $20^\circ$  до  $70^\circ$  в ферромагнитных пленках сохраняется плоскостная магнитная анизотропия, а остаточное состояние согласуется с наблюдаемым на Рис. 43(а) результатом, что было продемонстрировано на примере пленок кобальта [184, 185]. Подобная форма петель гистерезиса и значительный рост  $H_c$  может наблюдаться и в пленках пермаллоя [186]. Однако, формирование наблюдаемого типа анизотропии также может быть достигнуто в ферромагнитных пленках, имеющих буферный слой, который формируется путем распыления под углом, в то время как ферромагнитный слой создается распылением материала перпендикулярно подложке [187]. В данном случае, ввиду возросшей шероховатости и неравномерного распределения материала буферного слоя на поверхности подложки, образование полосчатой доменной структуры может быть более энергетически выгодным. Хотя в ходе создания исследуемых МПлК 2-й серии и их контрольной области распыление материалов не происходило под углами к подложке, превышающим  $15^\circ$ , причиной образования наблюдаемых в эксперименте магнитных свойств может служить шероховатость полимерного слоя, на поверхности которого был сформирован буферный слой из серебра.

Несмотря на наличие дополнительного контраста, обусловленного наличием профиля, на изображениях магнитной микроструктуры МПлК в остаточном состоянии также наблюдается формирование доменной структуры, включающей как цилиндрические, так и полосчатые домены. Как видно из петель гистерезиса МПлК с разной высотой профиля, при наличии дорожек высотой 28 нм и 43 нм, форма петель гистерезиса МПлК, измеренных в плоскости вдоль и поперек дорожек, а также величина  $H_c$ , не отличаются от петли гистерезиса контрольной области. Данный результат качественно отличает МПлК 2-й серии от образцов 1-й серии, так как для них не наблюдается формирования одноосной плоскостной магнитной анизотропии за счет наличия периодической модуляции поверхности. Это также подтверждается величиной  $H_c$  МПлК с данными высотами профиля, которые практически не отличаются от значения для контрольной области. Дальнейшее увеличение высоты профиля до 67 нм и 88 нм сопровождается линейным ростом  $H_c$  при перемагничивании МПлК вдоль дорожек. В то же время, при высоте профиля МПлК 67 нм наблюдается исчезновение эффекта вращающейся магнитной анизотропии, и петля гистерезиса при перемагничивании образца поперек дорожек характеризуются большей  $H_c$  в сравнении со случаем перемагничивания вдоль дорожек. Возрастание профиля до 88 нм сопровождается возникновением плато в около нулевом магнитном поле при перемагничивании образца поперек дорожек. Хотя полученные результаты не позволяют дать заключение о причине возникновения анизотропии магнитных свойств в плоскости МПлК с высотами профиля 67 нм и 88 нм, она может быть связана с ростом  $H_d$  отдельных дорожек МПлК с ростом их высоты в согласии с формулой (23).

### 2.3. Спектроскопия отражательной способности и экваториального эффекта Керра.

В данном подразделе представлены результаты исследования  $R$  и  $\delta$  одномерных МПлК на основе подложек  $Sub_2$ , а также контрольной области с аналогичным составом, в видимом и ближнем инфракрасном спектральном диапазоне. Экспериментальное исследование оптических и магнитооптических свойств проводилось при угле падения света  $45^\circ$ , при котором для МПлК с заявленным периодом наблюдается -2 максимум дифракции, позволяющий добиться условий фазового синхронизма для возбуждения ППП и последующего усиления  $\delta$ . Полученные спектральные зависимости  $R$  и  $\delta$  показаны на Рис. 44.

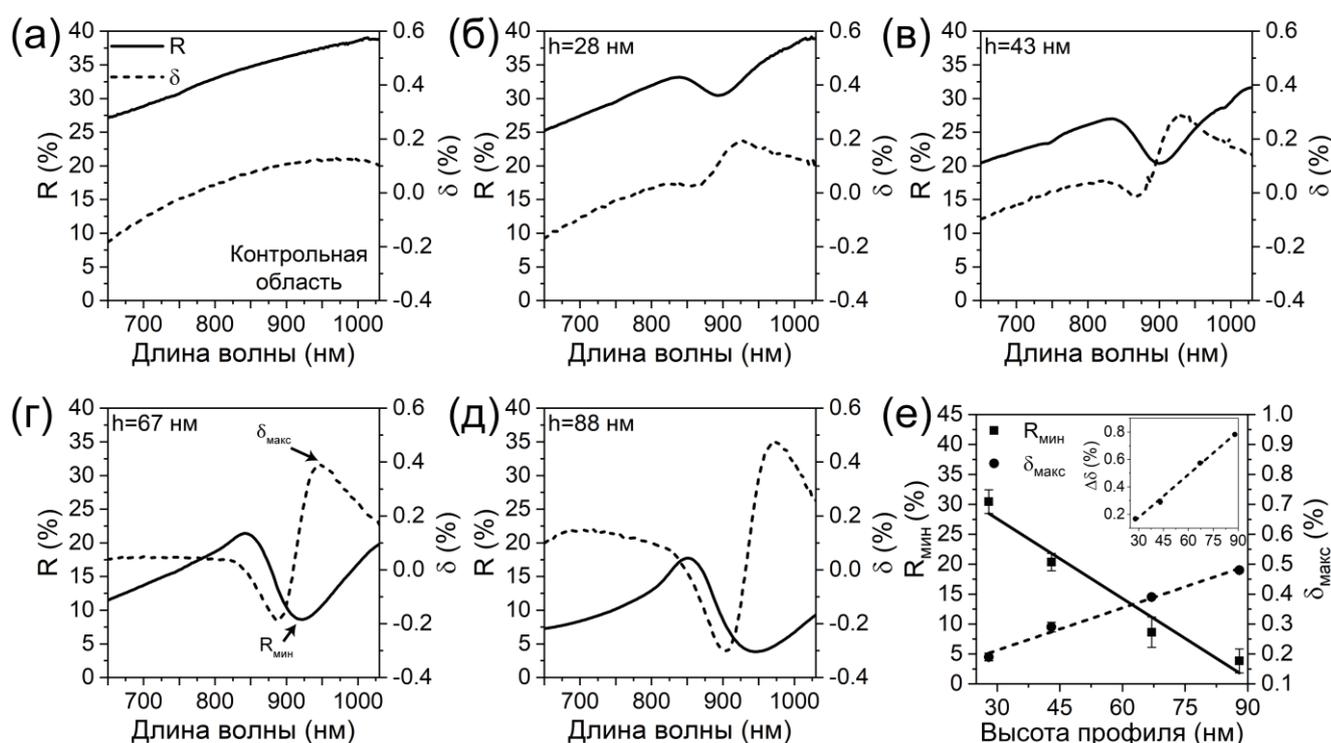


Рис. 44. Из [157]\*. (а – д) Спектральные зависимости  $R$  и  $\delta$  контрольного образца и МПлК с различной высотой профиля ( $h$ ) на основе подложек  $Sub_2$ . (е) Зависимости  $R_{\min}$  и  $\delta_{\max}$  от высоты профиля. На вставке изображена зависимость  $\Delta\delta$  от  $h$ . Точками отмечены экспериментально полученные значения, а линиями обозначены результаты аппроксимации точек линейными функциями.

Согласно полученным результатам, МПлК с высотой профиля 28 нм и 43 нм демонстрируют лоренцеву форму резонанса в спектре  $R$ , что можно трактовать как то, что резонансный вклад в формирование оптических и магнитооптических свойств рассматриваемых МПлК преобладает над нерезонансным. Аналогично результатам исследования спектров  $R$  1-й

серии образцов, рост высоты профиля МПлК до 67 нм и 88 нм сопровождается появлением хорошо выраженных аномалий Рэлея, спектральное положение которых составляет 845 нм, что близко к аналитически рассчитанному по формуле (3) значению 853 нм. В связи с этим форма резонансной особенности в спектре  $R$  принимает форму резонанса Фано. Постепенное увеличение амплитуды аномалии Рэлея с ростом высоты профиля приводит к ее наложению на аномалию Вуда в спектрах  $R$ , спектральное положение которой претерпевает сдвиг в область больших длин волн, а именно с 894 нм при высоте профиля 28 нм до 946 нм при высоте профиля 88 нм. Постепенный рост аномалии Рэлея и ее наложение на аномалию Вуда с ростом высоты профиля также приводит к линейному 8-кратному уменьшению  $R_{мин}$  с 30.5 % при высоте профиля 28 нм до 3.8 % при высоте профиля 88 нм, связанному с ростом потерь энергии падающей и дифрагированной по касательной к МПлК волн. Рост высоты профиля также сопровождается уширением аномалии Вуда с 75.5 нм при высоте профиля 28 нм до приблизительно 124.6 нм при высоте профиля 88 нм. Однако, ввиду одновременного возбуждения двух типов аномалий и их наложения друг на друга, уширение резонансных особенностей в спектрах  $R$  нельзя напрямую связать с ростом диссипации ППП в МПлК при увеличении высоты профиля.

Возбуждение ППП обуславливает появление ассиметричных резонансов Фано в спектрах  $\delta$ , спектральное положение которых соответствует аномалиям Вуда в спектрах  $R$ . Сохранение формы резонанса в спектре  $\delta$  с ростом высоты профиля свидетельствует о том, что увеличение высоты дорожек не приводит к значимому увеличению нерезонансного вклада в формирование резонансных особенностей в спектрах  $\delta$  исследуемых МПлК. Кроме того, увеличение высоты профиля с 28 нм до 88 нм сопровождается линейным ростом  $\delta_{макс}$  с 0.19 % до 0.48 % и  $\Delta\delta$  с 0.17 % до 0.78 %, соответственно. В сравнении с контрольной областью, МПлК с высотой профиля 28, 43, 67 и 88 нм продемонстрировали 4.9-, 10.7-, 28.5- и 44.5-кратное увеличение  $\Delta\delta$ , соответственно.

### **3. Эффект Керра в двумерных магнитоплазмонных кристаллах с квадратно упорядоченной решеткой и различным фактором заполнения.**

#### **3.1. Влияние дозы экспонирования на период, форму узлов и фактор заполнения двумерных магнитоплазмонных кристаллов.**

Экспериментальные образцы МПлК 3-й серии с квадратно упорядоченной решеткой представляют собой массивы равностоящих друг от друга полимерных колонн, покрытых 100 нм слоем серебра, 70 нм слоем пермаллоя и 15 нм слоем нитрида кремния. Для отработки протокола изготовления МПлК и оценки влияния дозы экспонирования на форму и период МПлК 3-й серии был применен метод изготовления серии МПлК на основе подложек  $Sub_3$ . Для изготовления образцов использовались дозы экспонирования 400, 500 и 600 мкКл/см<sup>2</sup>. Эти дозы

экспонирования были выбраны на основе предварительных исследований, которые показали, что они обеспечивают оптимальное разрешение и качество формируемых структур для выбранного электронорезиста. Оценка параметров изготовленных МПлК первой тестовой серии была выполнена на основе изображений их поверхности, полученных методами электронной сканирующей и атомно-силовой микроскопии. Примеры полученных изображений показаны на Рис. 45, а измеренные средние периоды МПлК вдоль направлений двух векторов обратной решетки  $G_y$  и  $G_x$ , а также средняя ширина и степень скругления ( $r$ ) колонн в узлах МПлК, представлены в Таблице 9. Под  $r$  в данной работе понимается отношение средней длины ребра прямоугольника, в который вписана одна колонна МПлК, к среднему диаметру окружности, описывающей скругление одной колонны МПлК. Величина  $r = 0$  соответствует отсутствию скругления, а  $r = 100$  соответствует полностью скругленным вершинам колонны.

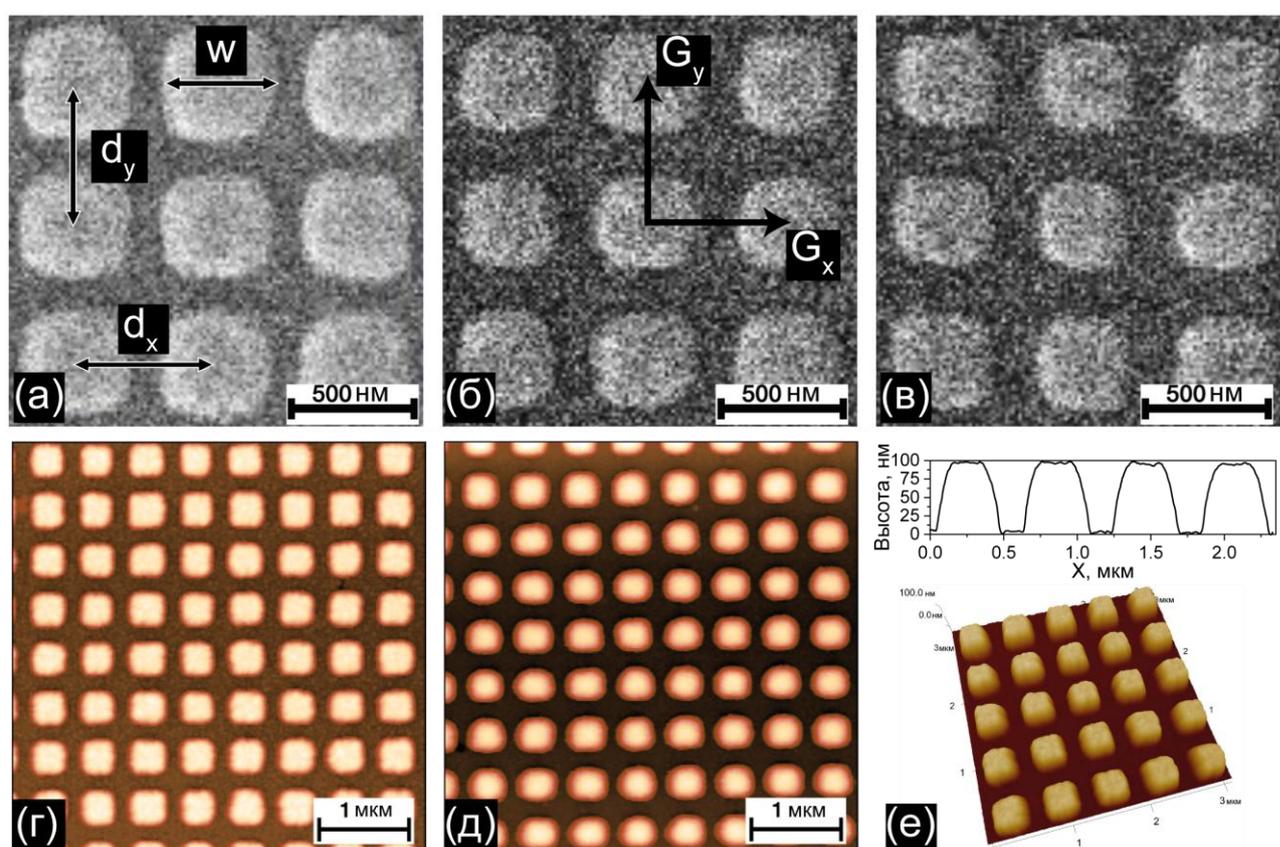


Рис. 45. Из [158]\*. (а – в) СЭМ изображения поверхности МПлК первой тестовой серии на основе подложек *Sub3*, подготовленных при дозах экспонирования 400, 500 и 600 мкКл/см<sup>2</sup>, соответственно.  $d_y$  и  $d_x$  – периоды МПлК вдоль направлений двух векторов обратной решетки  $G_y$  и  $G_x$ .  $w$  – ширина колонн в узлах МПлК. (г, д) АСМ изображения поверхности МПлК, созданных при дозах экспонирования 400 мкКл/см<sup>2</sup> и 600 мкКл/см<sup>2</sup>, соответственно. (е) Профиль и трехмерный вид АСМ изображения поверхности МПлК, представленного на панели (г).

Таблица 9. Из [158]\*. Средние периоды двумерных МПлК первой тестовой серии на основе подложек  $Sub_3$  вдоль  $G_y (d_y)$  и  $G_x (d_x)$ , а также средняя ширина ( $w$ ) и  $r$  колонн в узлах МПлК, изготовленных с использованием разных доз экспонирования.

Доза экспонирования, мкКл/см <sup>2</sup>	$d_y$ , нм	$d_x$ , нм	$w$ , нм	$r$ , %
400	603 ± 11	604 ± 14	482 ± 6	74 ± 10
500	602 ± 15	603 ± 16	433 ± 13	83 ± 12
600	606 ± 17	604 ± 20	398 ± 8	83 ± 12

Как видно из полученных изображений, узлы МПлК, изготовленных при указанных дозах экспонирования, имеют произвольную трапециевидную форму со скругленными вершинами. Увеличение дозы экспонирования не привело к значительному изменению периода МПлК вдоль направлений двух векторов  $G_y$  и  $G_x$ , разница между которыми находится в пределах погрешности измерения. В то время как период изготовленных МПлК сохраняется для всех образцов и близок к заявленному значению в 610 нм, ширина узлов МПлК линейно уменьшается с увеличением дозы экспонирования в заданном диапазоне. Уменьшение размеров отдельных колонн и, как следствие, рост расстояния между ними, связан с диффузным рассеянием электронов в электронорезисте. За счет данного эффекта происходит увеличение дозы экспонирования в областях электронорезиста, напрямую не подверженных действию электронного пучка, и их экспонирование при превышении некоторой критической дозы, определяемой свойствами электронорезиста. Таким образом, область не проэкспонированного и удаленного при проявлении резиста в МПлК, подготовленных с дозой экспонирования 400 мкКл/см<sup>2</sup> имеет меньший объем, чем в МПлК, подготовленных с дозой экспонирования 600 мкКл/см<sup>2</sup>. По той же причине, увеличение дозы экспонирования выше 400 мкКл/см<sup>2</sup> сопровождается увеличением  $r$  вершин отдельных колонн и отклонением профиля колонн от прямоугольной формы [178]. Таким образом, экспериментально показано, что ширина колонн в узлах МПлК и их  $r$  могут управляться путем подбора дозы экспонирования при изготовлении дифракционных решеток методом электронно-лучевой литографии.

Так как выбор дозы экспонирования напрямую влияет на ширину колонн МПлК на основе подложек  $Sub_3$ , можно сделать вывод о том, что увеличение дозы экспонирования также приводит к уменьшению  $FF$  МПлК. В данной работе под  $FF$  подразумевается отношение усредненное значение площади одной колонны в узле МПлК к квадрату периода структуры. Для оценки влияния дозы экспонирования на  $FF$  двумерных МПлК была изготовлена вторая тестовая серия МПлК на основе подложек  $Sub_3$ . Для создания образцов были использованы дозы экспонирования в диапазоне 200 – 600 мкКл/см<sup>2</sup> с шагом 50 мкКл/см<sup>2</sup>. Отличие данных образцов от ранее представленных на Рис. 45 примеров также заключается в меньшем параметре

интенсивности пучка, использованном при их изготовлении, что позволило уменьшить скругление вершин трапеций в узлах МПлК. Оценка параметров изготовленных МПлК была выполнена на основе изображений их поверхности, полученных при помощи метода электронной сканирующей микроскопии. Примеры полученных изображений, а также зависимости  $FF$  и  $r$  от дозы экспонирования, показаны на Рис. 46. Из полученных изображений МПлК можно сделать вывод, что использование доз экспонирования менее  $400 \text{ мкКл/см}^2$  оказывается недостаточным для достижения качественного и равномерного экспонирования использованного электронорезиста. В результате этого между отдельными колоннами МПлК остаются неравномерные остатки полимера, что негативно сказывается на качестве структуры. Полноценное экспонирование осуществляется лишь в промежутках между вершинами колонн, где процесс экспонирования электронорезиста происходит дважды. Увеличение интенсивности электронного пучка позволило изготовить образцы,  $r$  которых в 1.2 раза меньше, чем у МПлК из первой тестовой серии на основе подложек *Sub3*. За счет большей выборки доз экспонирования при изготовлении МПлК, был выявлен линейный характер зависимости  $r$  от дозы экспонирования с коэффициентом детерминации равным 0.96811. В то же время, зависимость  $FF$  от дозы экспонирования при изготовлении МПлК носит нелинейный характер и может быть аппроксимирована экспоненциальной функцией со значением коэффициента детерминации равным единице. Таким образом, были установлены зависимости формы узлов, периода и  $FF$  двумерных МПлК с квадратной решеткой от дозы экспонирования электронорезиста при изготовлении их подложек. Отработанная методика изготовления может быть повторена необходимое количество раз для достижения оптимальных морфологических параметров двумерных МПлК.

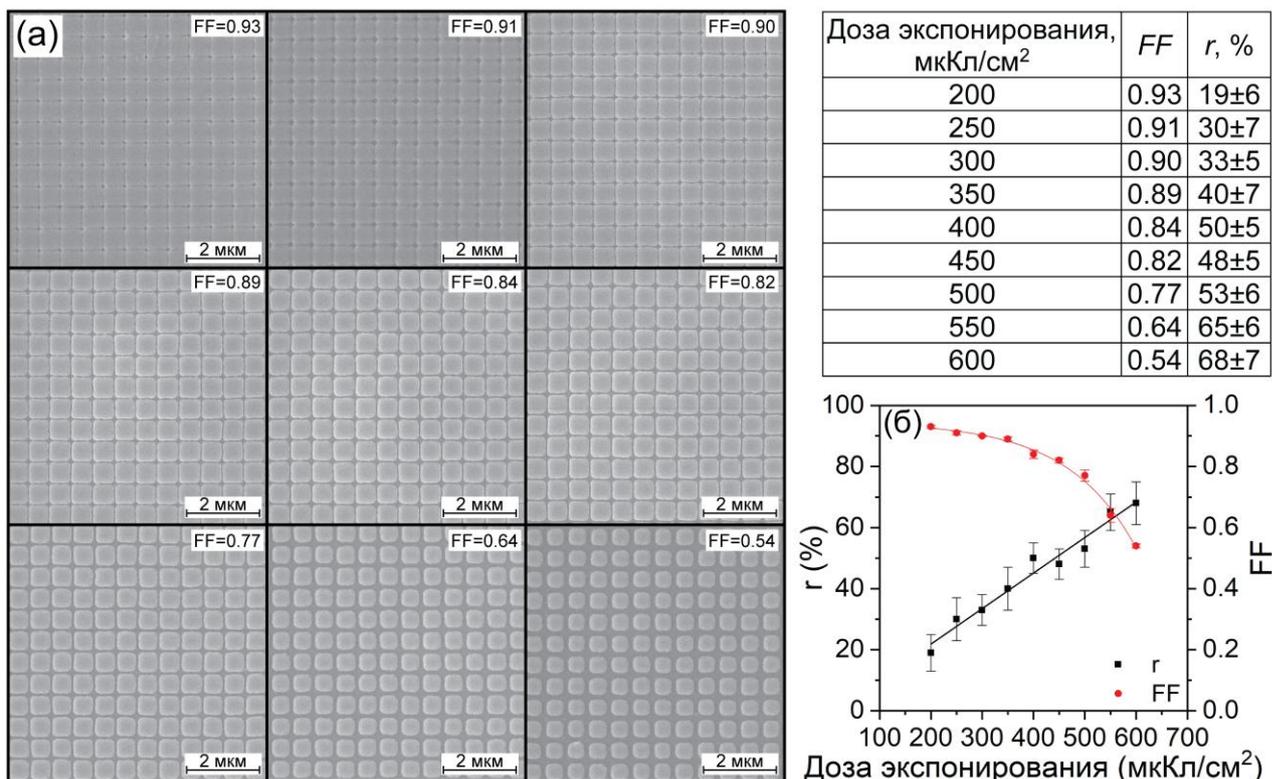


Рис. 46. Из [159]\*. (а) СЭМ изображения поверхности двумерных МПлК второй тестовой серии с различным  $FF$ . В таблице приведены значения  $FF$  и  $r$  колонн МПлК ( $r$ ) при изготовлении образцов с соответствующими дозами экспонирования. (б) Экспериментальные зависимости  $r$  и  $FF$  от дозы экспонирования (черные и красные точки), а также аппроксимация полученных данных экспоненциальной и линейной функцией (черная и красная сплошная линия), соответственно.

### 3.2. Экспериментальные образцы двумерных магнитоплазмонных кристаллов для создания двухосевых сенсорных элементов.

За счет того, что двумерные МПлК с квадратной решеткой могут быть использованы для возбуждения ППП вдоль нескольких осей решетки, они подходят для изготовления двухосевых чувствительных элементов датчиков магнитного поля, обладающих одинаковой чувствительностью для обоих компонент магнитного поля. С точки зрения дальнейшего применения исследуемых образцов двумерных МПлК в качестве чувствительных элементов двухосевых датчиков магнитного поля, прямоугольная форма колонн МПлК может быть менее выгодна, так как она обуславливает меньшую однородность размагничивающего фактора отдельных колонн и изменение их поляризуемости под действием падающего светового пучка. В свою очередь, это может приводить к различию магнитных, оптических и магнитооптических свойств МПлК, измеряемых вдоль  $G_y$  и  $G_x$ . Из-за этого чувствительность и пределы измерения чувствительных элементов на основе данных МПлК могут отличаться вдоль двух ортогональных

направлений. В связи с этим, дальнейшее изготовление МПлК происходило с использованием интенсивности электронного пучка, аналогичной данному параметру при изготовлении первой тестовой серии образцов на основе подложек *Sub3*, отдельные колонны которых характеризовались более круглой формой. С использованием оптимального протокола изготовления было изготовлено 9 экспериментальных образцов двумерных МПлК с квадратной решёткой, среди которых были определены образцы, наиболее подходящие для дальнейшего использования в качестве чувствительных элементов двухосевых датчиков магнитного поля.

### 3.3. Фактор заполнения и элементный состав.

Оценка параметров изготовленных МПлК была выполнена на основе изображений их поверхности, полученных при помощи метода электронной сканирующей микроскопии. Схематическое изображение образца, содержащего изготовленные МПлК на основе подложек *Sub3*, схематическое изображение последовательности функциональных слоев МПлК данной серии, а также изображения поверхности двумерных МПлК, показаны на Рис. 47. Величина  $FF$ , а также расстояния между колоннами МПлК, измеренными вдоль  $G_x$ ,  $G_y$  и между вершинами колонн, представлены в Таблице 10. В согласии с ранее представленными результатами, уменьшение фактора заполнения не привело к значительным отклонениям периода МПлК вдоль  $G_y$  и  $G_x$ , составившем  $600 \pm 10$  нм. Так как доза экспонирования при изготовлении МПлК с  $FF$  в диапазоне  $0.99 - 0.87$  была недостаточна для полноценного проявления электронорезиста между колоннами, значение расстояния между колоннами не может быть определено с достаточной точностью, но составляет значение менее 15 нм.

Таблица 10. Из [160]\*. Величина  $FF$ , а также расстояния между колоннами МПлК, измеренные вдоль  $G_x$ , ( $g_x$ ),  $G_y$  ( $g_y$ ) и между вершинами колонн ( $g_{xy}$ ).

Доза экспонирования, мкКл/см <sup>2</sup>	200	250	300	350	400	450	500	550	600
$FF$	0.99	0.95	0.89	0.87	0.81	0.77	0.66	0.64	0.62
$g_x$ , нм	-				37	59	73	85	107
$g_y$ , нм	-				40	56	77	89	104
$g_{xy}$ , нм	88	113	159	196	214	234	263	275	283

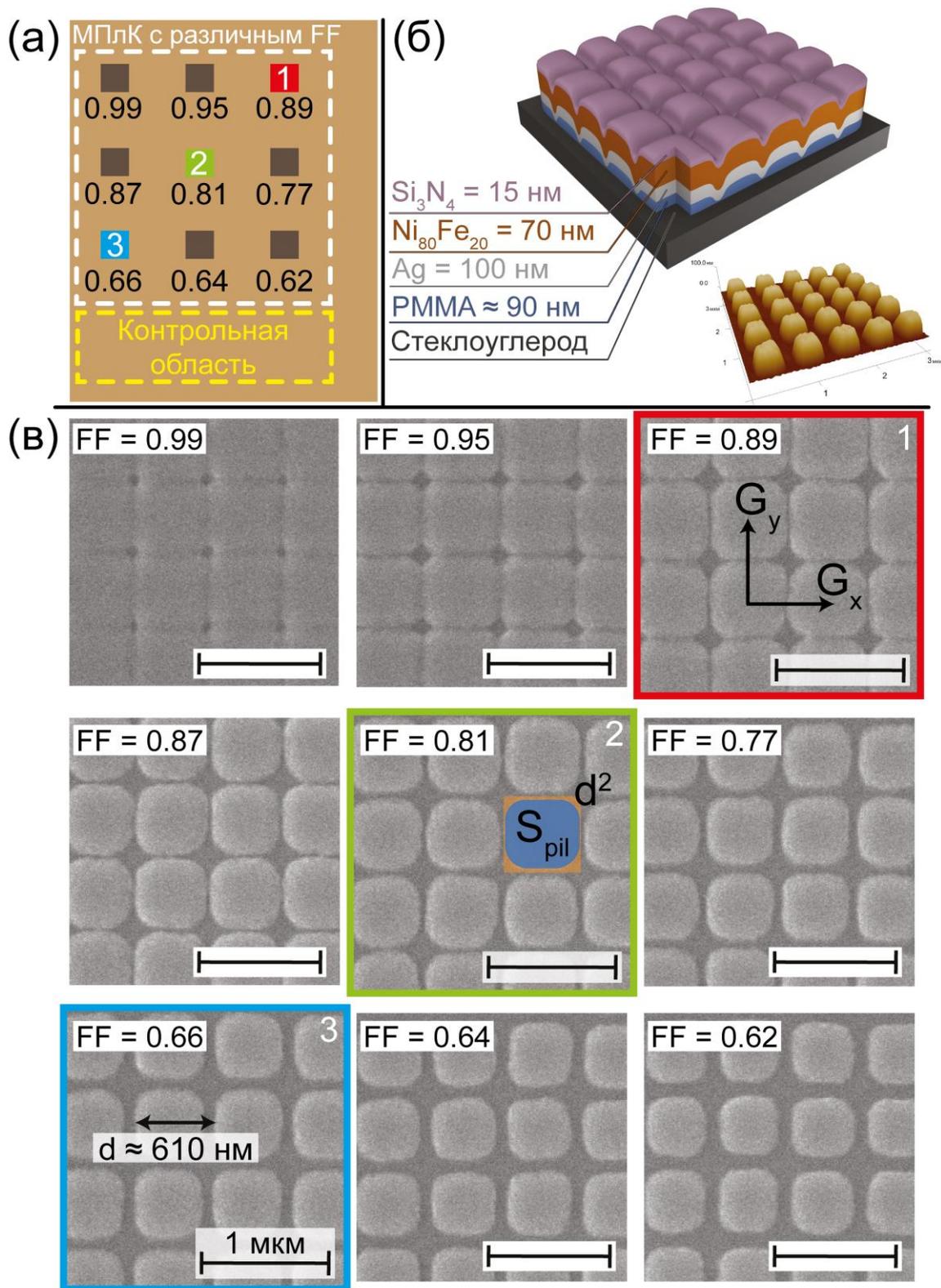


Рис. 47. Из [160]\*. (а) Схематическое изображение стеклоуглеродной подложки с 9 областями с МПлК на основе  $Sub_3$  с различным  $FF$ . (б) Схематическое изображение последовательности функциональных слоев МПлК на поверхности профиля решетки, и изображение профиля МПлК, полученное при помощи АСМ. (в) СЭМ изображения поверхности МПлК. Синий скругленный прямоугольник и оранжевый прямоугольник отображают площадь колонны ( $S_{pil}$ ) и квадрат периода ( $d^2$ ) МПлК, использованные для расчета  $FF$ .

Для подтверждения соответствия процентного содержания железа и никеля заявленному в работе, при помощи ЭДС был проведен элементный анализ тонкопленочной структуры двумерных МПлК на основе подложек *Sub3*. Полученный спектр показан на Рис. 48. Рассчитанное процентное содержание железа и никеля в составе МПлК приведено в Таблице 11.

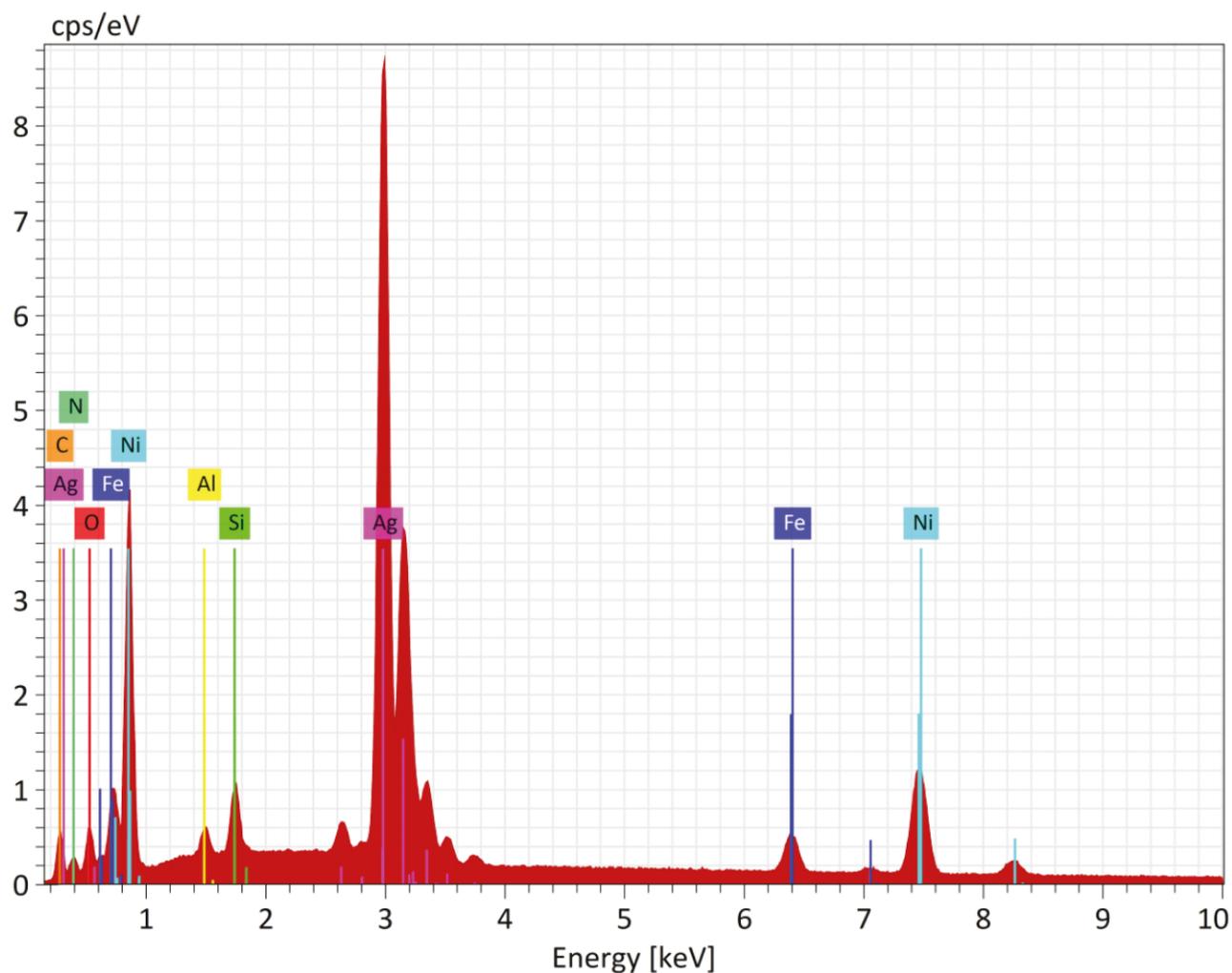


Рис. 48. Из [160]\*. Энергодисперсионный спектр МПлК на основе подложек *Sub3*.

Таблица 11. Соотношение содержания железа и никеля в МПлК на основе подложек *Sub3*.

Элемент	Нормированное содержание по массе, %	Атомный процент содержания, %
Fe	18.40	19.16
Ni	81.60	80.84

Согласно полученным результатам, отклонение содержания железа и никеля в изготовленных образцах от заявленных величин не превышает 2 %. Помимо элементов, заявленных в составе МПлК, на спектрах присутствуют максимумы характерного

рентгеновского излучения, соответствующие углероду ( $K\alpha = 0.2774$  кЭв), натрию ( $K\alpha = 1.0410$  кЭв) и алюминию ( $K\alpha = 1.4866$  кЭв). Алюминий и натрий не входят в состав тонкопленочной структуры МПлК и связаны с материалом изготовления измерительной камеры сканирующего электронного микроскопа – алюминием, и ее загрязнением натрием в ходе эксплуатации прибора. В то же время, наличие максимума углерода связано с материалом изготовления дорожек МПлК – стеклоуглеродом.

### 3.4. Магнитные свойства.

В данной главе представлены результаты исследования магнитных свойств двумерных МПлК на основе подложек  $Sub_3$  с различным  $FF$  и гладкой контрольной области с аналогичным составом. Петли гистерезиса МПлК, измеренные вдоль  $G_x$  и  $G_y$ , и контрольных образцов, измеренные вдоль тех же направлений, а также зависимость  $H_c$  для двух направлений от  $FF$  показаны на Рис. 49. Согласно полученным результатам, контрольная область для МПлК исследуемой серии обладает выраженной анизотропией магнитных свойств в плоскости пленки, в то время как данный эффект не наблюдается, в частности, в первой тестовой серии образцов, созданных по аналогичному протоколу [158]\*. Петля гистерезиса контрольной области, измеренная вдоль  $G_x$ , обладает большей степенью квадратичности и свидетельствует о том, что перемагничивание пленки в данном направлении происходит за счет зарождения доменов с противоположным направлением намагниченности и их расширением за счет движения доменных стенок. Петля гистерезиса, измеренная вдоль ортогонального направления  $G_y$ , обладает меньшей степенью квадратичности, меньшим значением остаточной намагниченности и практически вдвое меньшей величиной  $H_c$ , что характерно при наличии вклада когерентного вращения намагниченности в плоскости образца в процесс перемагничивания ферромагнитного слоя [188]. Поскольку параметры распыления материалов, состав и толщина функциональных слоёв, а также структура пленок не отличалась от образцов тестовых серий, расхождение в магнитных свойствах между сериями можно связать с неоднородностью слоя электронорезиста, характерным при использовании прямоугольных подложек, как, например, в работе [189].

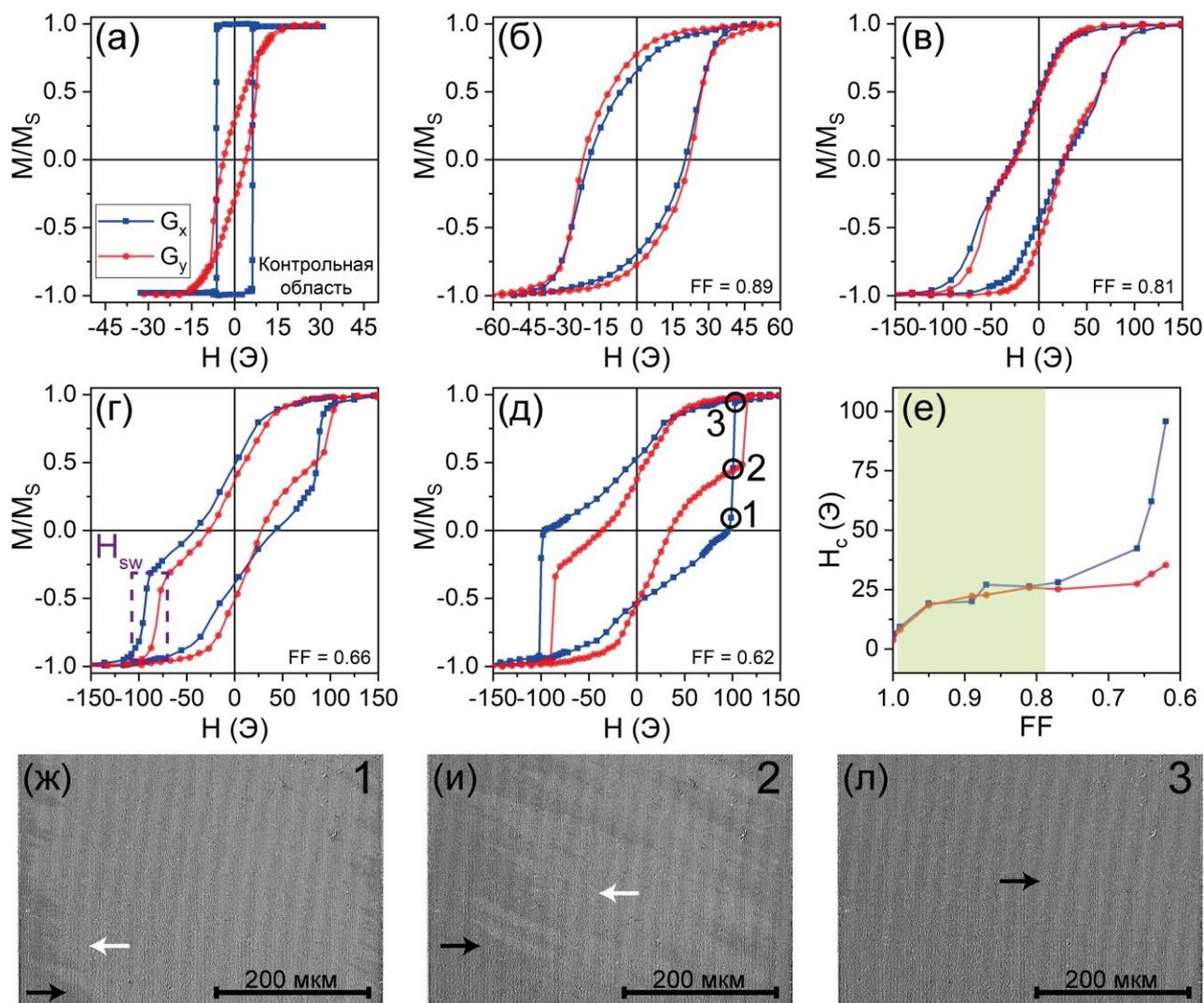


Рис. 49. Из [160]\*. (а – д) Петли гистерезиса МПЛК на основе подложек  $Sub_3$  с различным  $FF$  и контрольной области, измеренные вдоль  $G_x$  и  $G_y$ . Точки 1 – 3 на панели (д) соответствуют изображениям МПЛК (ж – л), полученным с помощью Керр-микроскопии, при перемагничивании вдоль  $G_x$ . Размерные шкалы составляют 200 мкм. (е) Зависимость  $H_c$  от  $FF$  МПЛК, измеренной вдоль  $G_x$ , и  $G_y$ . Значение  $FF = 1$  соответствует результатам для контрольной области. Зелёным цветом выделен диапазон  $FF$ , в котором МПЛК обладают схожими  $H_c$  вдоль  $G_x$ , и  $G_y$ , а в петлях гистерезиса не наблюдается скачкообразного переключения намагниченности ( $H_{sw}$ ).

С учетом того, что ширина отдельных колонн двумерных МПЛК близка к 500 нм, а длина обменного взаимодействия и ширина доменной стенки пленки пермаллоя  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  при рассматриваемой толщине слоя составляют приблизительно 5 нм [190] и 90 нм [191], остаточное магнитное состояние колонн в двумерном массиве может характеризоваться как наличием нескольких доменов, так и однодоменным состоянием с неоднородным распределением

намагниченности. Фактором, позволяющим предположить, что колонны в узлах МПлК разбиваются на домены, является неправильная прямоугольная форма колонн, при которой образование доменной структуры позволяет минимизировать  $H_d$  колонн. Это, в свою очередь, препятствует достижению однородной намагниченности колонн в остаточном состоянии. Кроме того, рассматриваемые МПлК состоят не из системы равноудаленных ферромагнитных колонн, а представляют собой непрерывную ферромагнитную пленку с “колонновидными” выступами, что осложняет интерпретацию магнитных свойств МПлК только на основе экспериментально полученных петель гистерезиса. Несмотря на это, дипольное взаимодействие между отдельными колоннами в узлах МПлК, которое обратно пропорционально не только расстоянию между центрами прямоугольных колонн, но и между их вершинами, также оказывает значительное влияние на их магнитные свойства. В частности, наличие даже минимальных разрывов ферромагнитной пленки в МПлК с  $FF$  0.99 и 0.95 приводит к значительному отклонению их магнитных свойств от свойств контрольной области, а именно приводит к росту  $H_c$  до 18.8 Э и схожести процессов перемагничивания вдоль осей  $G_x$  и  $G_y$ . Рост  $FF$  до 0.89 сопровождается постепенным увеличением расстояния между колоннами и последующим ростом  $H_c$  с 8.9 Э при  $FF = 0.99$  до 21.2 Э при  $FF = 0.89$ . Кроме того петли гистерезиса вдоль  $G_x$  и  $G_y$  становятся все более скошенными, а их степень наклона продолжает расти вплоть до  $FF = 0.77$ . Примечательно то, что в диапазоне  $FF$  от 0.87 до 0.77 не наблюдается значительного роста  $H_c$ , которое в среднем вдоль направлений  $G_x$ , и  $G_y$  составляет 25 Э и 26.6 Э для МПлК с  $FF = 0.87$  и  $FF = 0.77$ , соответственно. Слабое изменение  $H_c$  и сохранение скошенной формы петель гистерезиса экспериментально наблюдалось в системах взаимодействующих ферромагнитных элементов и может говорить как о преобладании дипольного взаимодействия между элементами структуры над другими вкладами в магнитные свойства образцов [101]. Вплоть до  $FF = 0.81$  петли гистерезиса МПлК, измеренные вдоль  $G_x$  и  $G_y$  совпадают как по форме, так и по значению  $H_c$ . После достижения  $FF = 0.66$  в петлях гистерезиса МПлК отчетливо заметно возникновение дополнительного скачкообразного переключения намагниченности. При этом объем магнитного материала, изменение намагниченности которого происходит в области данного поля переключения, отличается для направлений  $G_x$  и  $G_y$ , из-за чего, в частности, наблюдается рост  $H_c$  вдоль  $G_x$ , МПлК с  $FF = 0.62$  до 95.7 Э. Согласно изображениям поверхности МПлК, полученным при помощи метода Керр-микроскопии, примеры которых показаны на Рис. 49(ж – л), перемагничивание образцов в области поля переключения происходит путем зарождения доменов на краевых дефектах МПлК, наличие которых связано с диффузным экспонированием краев областей, содержащих двумерные дифракционные решетки, при изготовлении образцов.

Таким образом, наиболее оптимальные магнитные свойства исследуемых двумерных МПлК для сенсорных приложений достигаются при  $FF$  в диапазоне от 0.99 до 0.81, при которых

в петлях гистерезиса образцов вдоль  $G_x$  и  $G_y$  отсутствует выраженное скачкообразное переключение намагниченности, а петли гистерезиса вдоль двух направлений обладают схожей формой.

### **3.5. Спектроскопия отражательной способности и экваториального эффекта Керра. Полевая зависимость экваториального эффекта Керра.**

В данном подразделе представлены результаты исследования  $R$  и  $\delta$  серии двумерных МПлК на основе подложек  $Sub_3$ , а также контрольной области с аналогичным составом, в видимом и ближнем инфракрасном спектральном диапазоне. Исследование оптических и магнитооптических свойств проводилось при угле падения  $p$ -поляризованного света  $65^\circ$ , при котором для МПлК, имеющих несколько осей, существует возможность возбуждения как коллинеарной, так и неколлинеарной мод ППП. В качестве примера на Рис. 50(а, б) приведены спектральные зависимости  $R$  и  $\delta$  для контрольной области и МПлК с  $FF = 0.81$ . Измерения  $\delta$  из работы [160]\* проводились в магнитном поле, лежащем вдоль  $G_y$ .

По сравнению с контрольной областью, в спектрах  $R$  двумерных МПлК на длине волны близкой к  $608 \pm 5$  нм наблюдаются широкие аномалии Вуда. Спектральное положение минимумов  $R$  находится в согласии со значениями, полученными с использованием уравнения (3) при учете диэлектрической проницаемости пермаллоя [192]. Результаты проведенного расчета спектрального положения аномалий Вуда для МПлК с заявленным периодом и составом приведены на Рис. 50(в). Таким образом, наблюдаемая резонансная особенность в спектрах  $R$  МПлК связана с возбуждением коллинеарной  $(-2, 0)$  моды ППП на длине волны 602 нм и неколлинеарной  $(-1, \pm 1)$  моды ППП на длине волны 638 нм. Наложение двух резонансов приводит к видимому уширению аномалии Вуда в спектрах  $R$ . Согласно полученным результатам, в исследуемом диапазоне  $FF$ , наблюдаемые резонансы в спектрах  $R$  обладают лоренцевой формой, что говорит о преобладании резонансного вклада, связанного с возбуждением ППП, в формирование оптических и магнитооптических свойств МПлК над нерезонансным. Ширина аномалии Вуда, зависящая от диссипации ППП, немонотонно зависит от  $FF$  и в исследуемом диапазоне  $FF$  достигает минимумов в 44.6 нм и 60.8 нм при  $FF = 0.99$  и  $FF = 0.62$ , соответственно, и максимального значения в 119.5 нм при  $FF = 0.87$  и  $FF = 0.81$ .

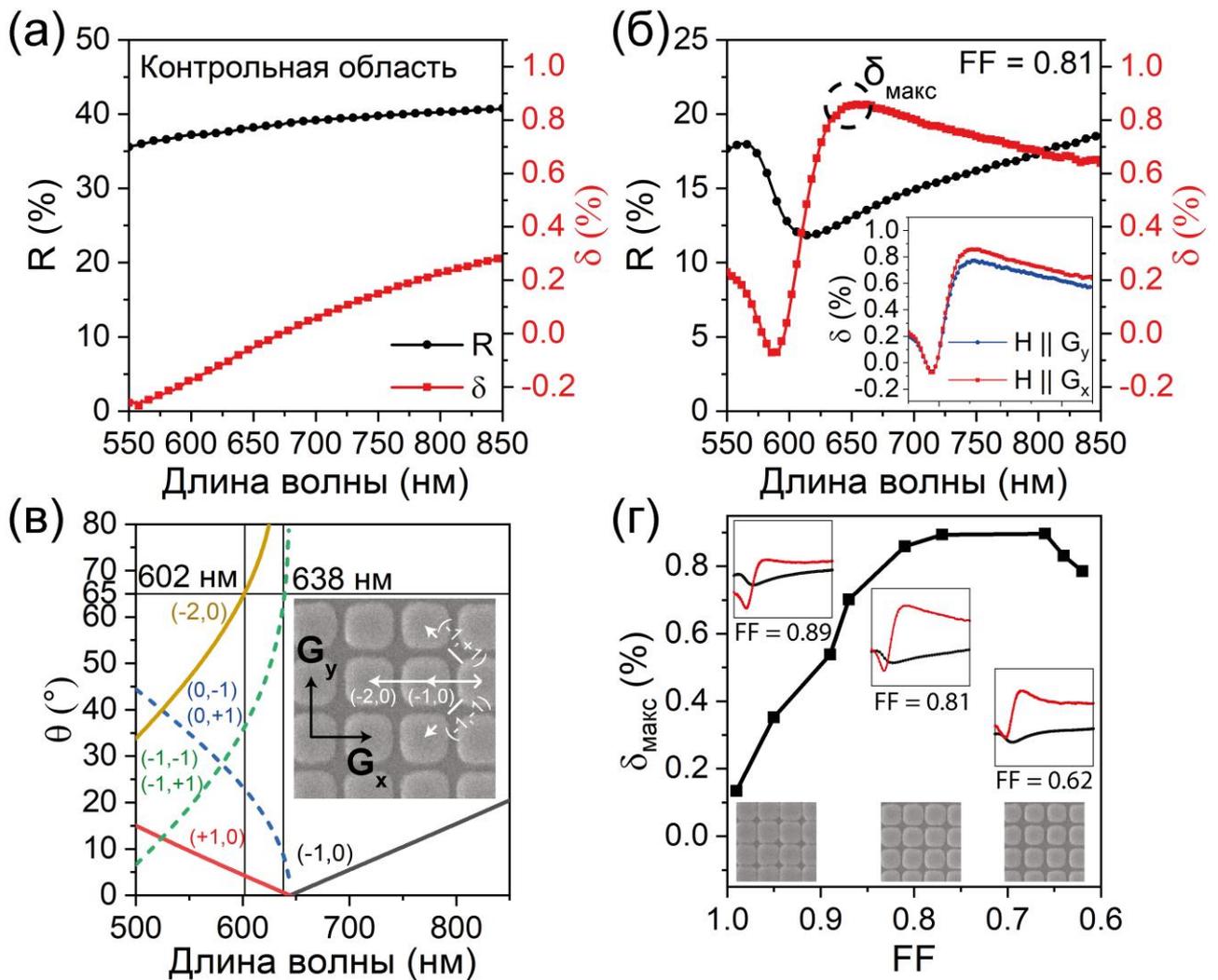


Рис. 50. Из [160]\*. (а, б) Спектральные зависимости  $R$  и  $\delta$  контрольной области и двумерного МПлК с  $FF = 0.81$ . Измерения проводились в переменном насыщающем магнитном поле, направленном вдоль  $G_y$ . На вставке панели (б) продемонстрировано сравнение двух спектров  $\delta$ , измеренных в магнитном поле, направленном вдоль  $G_y$  и  $G_x$ . (в) Расчетное спектральное положение аномалий Вуда для МПлК с заявленным периодом и составом, найденное для различных мод ППП. Сплошные и штрихованные линии соответствуют условиям возбуждения коллинеарных и неколлинеарных мод ППП, соответственно. Каждая мода ППП обозначена индексами  $(m, n)$ , входящими в уравнение (3) и соответствующие порядкам дифракции, при которых соблюдается условие возбуждения ППП. (г) Зависимость  $\delta_{\text{макс}}$  от  $FF$ . На вставке изображены спектры  $R$  и  $\delta$  для МПлК с  $FF = 0.89, 0.81$  и  $0.62$ , а также соответствующие им СЭМ изображения образцов.

Как и в случае с ранее рассмотренными одномерными МПлК, изменение волнового вектора ППП под действием внешнего магнитного поля обуславливает появление асимметричного резонанса Фано в спектрах  $\delta$  в окрестности длины волны 640 нм для всех подготовленных МПлК. При этом, спектральные зависимости  $\delta$  при измерении в магнитном поле, направленном вдоль  $G_y$  и  $G_x$ , практически не отличаются по форме ввиду симметрии решетки изготовленных МПлК. Форма резонанса не претерпевает значительных изменений с уменьшением  $FF$  и соответствующим уменьшением линейных размеров отдельных колонн, что косвенно подтверждает малый вклад нерезонансных процессов в оптические и магнитооптические свойства МПлК. При этом, величина  $\delta_{\max}$  демонстрирует немонотонную зависимость от величины  $FF$ , достигая максимума в 0.89 % при  $FF = 0.77$  и  $FF = 0.66$ , что согласуется с результатами исследования оптических и магнитооптических свойств второй тестовой серии двумерных МПлК [159]\*.

Хотя МПлК с  $FF = 0.77$  и  $FF = 0.66$ , продемонстрировали наибольшую величину  $\delta_{\max}$ , определяющей чувствительность и  $LoD$  чувствительных элементов датчиков магнитного поля на основе предлагаемых структур, данные значения  $FF$  выходят за пределы оптимального диапазона, определённого по результатам исследования магнитных свойств МПлК. В связи с этим, полевые зависимости  $\delta$ , определяющие параметры  $H_{\text{мод}}$ ,  $\Delta H$ , чувствительности,  $LoD$  и  $LoQ$  МПлК были получены для образца с  $FF = 0.81$ , обладающего несколько меньшим  $\delta_{\max}$  в 0.86 %, но симметричными петлями гистерезиса вдоль  $G_x$  и  $G_y$ . Полевые зависимости  $\delta$  данного МПлК, измеренные при соблюдении геометрии эффекта вдоль ортогональных направлений  $G_x$  и  $G_y$  а также рассчитанная чувствительность МПлК к внешнему магнитному полю, приложенному вдоль  $G_x$  или  $G_y$ , продемонстрированы на Рис. 51.

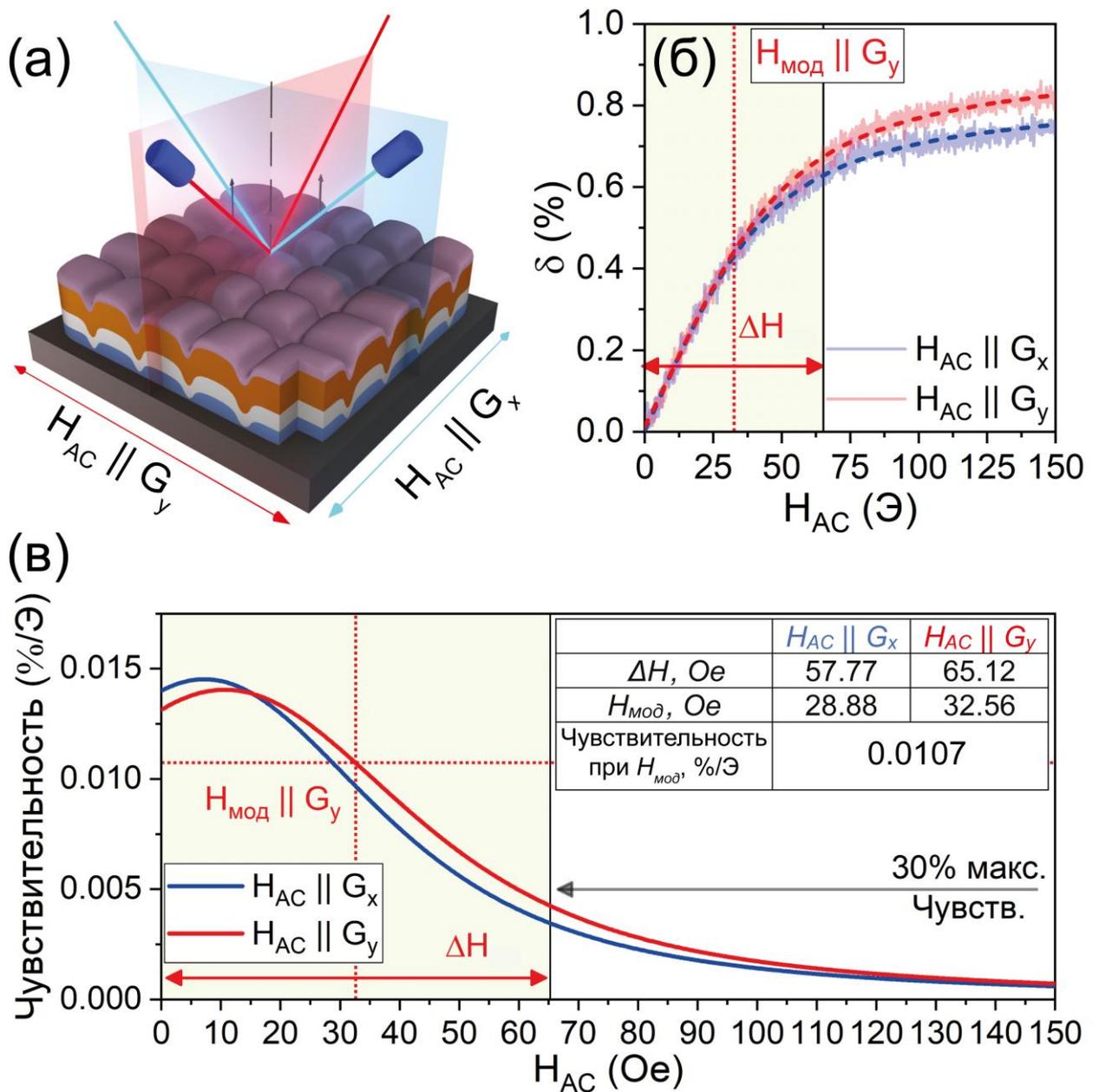


Рис. 51. Из [160]\*. (а) Схематическое изображение геометрии измерения полевых зависимостей  $\delta$  вдоль  $G_x$ , и  $G_y$  на длине волны 640 нм для МПлК с  $FF = 0.81$ . Красный и синий цвета соответствуют направлениям падающего оптического пучка и  $H_{AC}$  для соблюдения геометрии ЭЭК. (б) Полевые зависимости  $\delta$  для МПлК с  $FF = 0.81$  измеренные вдоль  $G_x$  и  $G_y$ . Штрихованными линиями обозначены результаты аппроксимации экспериментальных точек модифицированной функцией Ланжевена.  $H_{mod}$  (красная пунктирная линия) – величина  $H_{AC}$ , соответствующая максимуму чувствительности МПлК к внешнему магнитному полю  $\partial(\delta)/\partial(H_{AC})$ .  $\Delta H$  – оптимальный диапазон измеряемых магнитных полей, при котором чувствительность МПлК не опускается ниже 30 % от максимального значения. (в) Рассчитанные полевые зависимости чувствительности двумерного МПлК к внешнему магнитному полю. На вставке продемонстрирована таблица со значениями  $\Delta H$ ,  $H_{mod}$  и чувствительности МПлК с  $FF = 0.81$  к магнитному полю, приложенному вдоль  $G_x$  и  $G_y$ .

Полевые зависимости  $\delta$  для двумерных МПлК значительно отличаются от результатов аналогичных измерений для одномерных МПлК на основе подложек  $Sub_{1,1}$  и  $Sub_{1,2}$ . Как видно из результатов эксперимента, полевая зависимость  $\delta$ , совпадающая по форме с основной кривой намагничивания МПлК ввиду использованного метода измерения, носит постепенно убывающий характер с уменьшением  $H_{AC}$ . Исходя из наблюдаемой формы полевой зависимости можно сделать вывод о том, что намагничивание МПлК начинается в магнитных полях менее  $H_c$ , но для перемагничивания большей части МПлК в плоскости необходимо приложить магнитное поле, значительно превышающее  $H_c$  и близкое к полю насыщения основной петли гистерезиса МПлК. Данный характер основной кривой намагничивания можно связать с влиянием дипольного взаимодействия между колоннами МПлК и их размагничивающим полем, которые препятствуют намагничиванию МПлК в выделенном направлении. Хотя из полученных результатов нельзя сделать однозначного вывода о преобладании механизма зарождения и закрепления доменных стенок, или механизма зародышеобразования в формировании  $H_c$  МПлК, можно предположить, что в рассматриваемом случае имеет место быть комбинация двух механизмов.

Полевые зависимости  $\delta$ , измеренные вдоль  $G_x$ , и  $G_y$  хорошо повторяют друг друга вплоть до значения  $H_{AC}$  в 40 Э, а небольшие отличия в амплитуде в полях большей напряженности связано с погрешностью в выстраивании оптических элементов в процессе проводимого эксперимента. Средняя чувствительность МПлК к магнитному полю вдоль  $G_y$  и  $G_x$ , помещенного в оптимальное  $H_{AC} = H_{mod}$ , составляет 0.0107 %/Э. Величина  $H_{mod}$  определялась как половина диапазона  $\Delta H$ . Хотя достигнутая чувствительность к внешнему магнитному полю ниже по сравнению с одномерными МПлК на основе подложек  $Sub_{1,1}$  и  $Sub_{1,2}$ , двумерные МПлК позволяют достичь 100-кратного увеличения диапазона  $\Delta H$ .

## Основные результаты и выводы

1) Экспериментально продемонстрировано, что основной механизм перемагничивания одномерных МПлК с общим составом  $\text{Ag}$  (50 нм)/ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  (5 – 20 нм)/ $\text{Si}_3\text{N}_4$  (10 нм) вдоль ОЛН, период / высота профиля которых составляет 320 нм / 20 нм и 740 нм / 100 нм, не отличается от механизма перемагничивания контрольных образцов на основе гладких подложек того же состава. Перемагничивание заявленных МПлК на основе поликристаллических пленок пермаллоя вдоль ОЛН осуществляется путем зарождения доменов с обратным направлением намагниченности на краевых дефектах МПлК и их необратимого роста в полях, близких к значению  $H_c$  образцов, за счет движения доменных границ под действием обратного магнитного поля.  $H_c$  контрольных образцов растет с увеличением шероховатости пленки за счет увеличения дефектности магнитного слоя, препятствующей движению доменной стенки при перемагничивании образцов. При перемагничивании вдоль ОЛН отдельные элементы профиля МПлК выступают в качестве дефектов, что позволяет управлять величиной  $H_c$  образцов за счет изменения профиля и периода МПлК. Показано, что при намагничивании МПлК с периодом 320 нм и высотой профиля 20 нм вдоль ОТН, магнитные моменты областей МПлК выстраиваются вдоль профиля структуры для минимизации полей рассеяния отдельных дорожек МПлК, в то время как увеличение высоты профиля и периода сопровождается увеличением вклада дипольного взаимодействия между отдельными элементами структуры в перемагничивание МПлК вдоль ОТН. При толщине слоя пермаллоя в диапазоне 10 – 20 нм для МПлК с периодом 740 нм и высотой профиля 100 нм установлено наличие трех  $H_{sw}$  при перемагничивании вдоль ОТН.

2) Экспериментально исследованы резонансные аномалии в спектрах  $R$  и  $\delta$  МПлК с общим составом  $\text{Ag}$  (50 нм)/ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  (5 – 20 нм)/ $\text{Si}_3\text{N}_4$  (10 нм), период / высота профиля которых составляет 320 нм / 20 нм и 740 нм / 100 нм. Показано, что для МПлК в спектрах  $R$  наблюдаются резонансы, связанные с возбуждением ППП. Спектральное положение наблюдаемых резонансов согласуется с результатами расчёта уравнений фазового синхронизма между падающим электромагнитным излучением и ППП на периодической структуре МПлК. Показано, что возбуждение ППП приводит к появлению знакопеременного асимметричного резонанса формы Фано в спектрах  $\delta$ . Установлено, что в заявленном диапазоне толщин слоя пермаллоя в МПлК с периодом 320 нм и высотой профиля 20 нм амплитуда резонанса  $R$  и  $\delta_{\text{макс}}$  немонотонно зависит от толщины ферромагнитного слоя с экстремумом при толщине 10 нм. С увеличением периода / высоты профиля МПлК с 320 нм / 20 нм до 740 нм / 100 нм, амплитуда резонанса в спектре  $R$  и  $\delta_{\text{макс}}$  монотонно возрастает с толщиной слоя пермаллоя. Установлено, что вклад нерезонансных процессов в форму резонансов в спектрах  $R$  и  $\delta$  исследованных МПлК мал по сравнению с вкладом резонансных процессов, что подтверждено сохранением формы резонанса

Фано в спектрах  $\delta$  независимо от морфологических параметров и толщины ферромагнитного слоя.

3) Экспериментально исследованы резонансные аномалии в спектрах  $R$  и  $\delta$  одномерных МПлК, имеющих общий состав  $\text{Ag}(50 \text{ нм})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(150 \text{ нм})/\text{Si}_3\text{N}_4(20 \text{ нм})$  и обладающих периодом 500 нм и высотой профиля в диапазоне 28 – 88 нм. Установлено, что при росте высоты профиля с 28 нм до 88 нм амплитуда  $\delta_{\text{макс}}$  линейно возрастает с 0.19 % до 0.48 %. Рост высоты профиля также сопровождается увеличением  $\Delta\delta$  с 0.17 % до 0.78 %, соответственно. В сравнении с контрольной областью на основе гладкой подложки, одномерные МПлК с высотой профиля 28, 43, 67 и 88 нм продемонстрировали 4.9-, 10.7-, 28.5- и 44.5-кратное увеличение  $\Delta\delta$ , соответственно.

4) Экспериментально исследованы резонансные аномалии в  $R$  и  $\delta$  двумерных магнитоплазмонных кристаллов с квадратно упорядоченной решеткой в условиях одновременного возбуждения коллинеарной и неколлинеарной плазмонных мод. Состав МПлК –  $\text{Ag}(100 \text{ нм})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(70 \text{ нм})/\text{Si}_3\text{N}_4(15 \text{ нм})$ . В работе рассмотрены образцы, обладающие  $FF$  в диапазоне от 0.99 до 0.62, которые достигались путем уменьшения площади отдельных колонн при сохранении периода МПлК в 610 нм. Экспериментально показано, что величина  $\delta_{\text{макс}}$  находится в немонотонной зависимости от  $FF$  решетки с экстремумом в 0.89 % при  $FF$  0.77 и 0.66.

5) При уменьшении  $FF$  двумерных МПлК с периодом  $600 \pm 10$  нм за счет уменьшения размеров колонн наблюдается рост  $H_c$  при их перемагничивании вдоль  $G_x$  и  $G_y$ . Установлено, что для МПлК с  $FF$  менее 0.81 наблюдается двухступенчатое перемагничивание в плоскости образцов вдоль  $G_x$  и  $G_y$ , обусловленное зарождением доменов на краевых дефектах образцов, обусловленных применением метода электронно-лучевой литографии, использованным для изготовления двумерных структур.

6) Полевая зависимость  $\delta$  на резонансной длине волны выполняет роль передаточной функции, позволяющей определить напряженность магнитного поля, приложенного в плоскости МПлК совместно с  $H_{AC}$ . Форма передаточной функции определяется дифференциальной магнитной восприимчивостью МПлК, а максимальное значение передаточной функции соответствует  $\delta_{\text{макс}}$  на резонансной длине волны. Продemonстрировано, что чувствительность МПлК к внешнему магнитному полю и  $\Delta H$  определяется комбинацией  $\delta_{\text{макс}}$  и наклона передаточной функции. Максимальная чувствительность 8 %/Э была достигнута для МПлК, имеющим состав  $\text{Ag}(50 \text{ нм})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(5 \text{ нм})/\text{Si}_3\text{N}_4(10 \text{ нм})$ , с периодом 320 нм и высотой профиля 20 нм. Продemonстрировано, что переход к двумерным МПлК с квадратно упорядоченной

решёткой и общим составом  $\text{Ag}(100 \text{ нм})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(70 \text{ нм})/\text{Si}_3\text{N}_4(15 \text{ нм})$  приводит к уменьшению чувствительности на два порядка величины, но сопровождается стократным увеличением  $\Delta H$ .

7) Разработана методика изготовления серии двумерных МПлК с квадратно упорядоченной решеткой на одной подложке с различным значением  $FF$ . На основе результатов исследования магнитных, оптических и магнитооптических свойств двумерных МПлК разработан алгоритм подбора оптимального  $FF$ , при котором достигаются идентичные спектральные и полевые зависимости  $\delta$  при перемагничивании образцов вдоль  $G_x$  и  $G_y$ .

## Список обозначений

МПлК – магнитоплазмонный кристалл

ППП – поверхностный плазмон-поляритон

$R$  – отражательная способность

$FF$  – фактор заполнения

ЭЭК – экваториальный эффект Керра

$\delta$  – величина изменения интенсивности отраженного света в геометрии экваториального эффекта Керра

Пермаллой – сплав железа и никеля  $Ni_{80}Fe_{20}$

ОЛН – ось легкого намагничивания

ОТН – ось трудного намагничивания

$H_d$  – размагничивающее поле

$H_c$  – коэрцитивная сила

$H_s$  – поле насыщения

СЭМ – сканирующий электронный микроскоп

АСМ – атомно-силовой микроскоп

МСМ – магнитно-силовая микроскопия

ЭДС – энергодисперсионный спектрометр

$H_{AC}$  – напряженность переменного магнитного поля

$H_{mod}$  – оптимальное значение переменного магнитного поля, необходимого для использования МПлК в качестве чувствительного элемента датчика магнитного поля в геометрии экваториального эффекта Керра

$LoD$  – предел детектирования

$LoQ$  – предел количественного определения

$H_{sw}$  – поле переключения

$R_{min}$  – минимум отражательной способности

$\delta_{max}$  – максимальное значение  $\delta$

$\Delta\delta$  – относительная модуляция интенсивности отраженного света в спектральном диапазоне, соответствующем возбуждению поверхностных плазмон-поляритонов

$\Delta H$  – диапазон измеряемых магнитных полей

$G_x$  – вектор обратной решетки вдоль направления  $X$

$G_y$  – вектор обратной решетки вдоль направления  $Y$

$r$  – степень скругления

## Благодарности

Я хочу выразить благодарность своему научному руководителю кандидату физико-математических наук Беляеву Виктору Константиновичу за постановку интересной задачи и поддержку на всех этапах работы, а также за проявленное терпение и поддержку при подготовке как диссертации, так и других моих научных трудов. За возможность найти время для обсуждения получающихся и не получающихся задач, и за помощь в преодолении любых трудностей. Не меньшей отдельной благодарности заслуживает директор НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения» Родионова Валерия Викторовна за возможность стать частью настоящего научного коллектива и принять участие не только в научно-исследовательских, но также в образовательных, просветительских и других мероприятиях научно-образовательного центра. Хочу поблагодарить коллектив кафедры магнетизма МГУ имени М. В. Ломоносова и отдельно заведующего кафедрой Перова Николая Сергеевича за возможность набраться опыта в области физики магнитных явлений в ходе стажировок. Моё спасибо коллегам из лаборатории нанооптики и метаматериалов кафедры нанофотоники МГУ имени М. В. Ломоносова Мусорину А. И., Фролову А. Ю. и Мамяну К. А. за ценные советы и консультации. За интереснейшие научные дискуссии и готовность прийти на помощь по любому рабочему вопросу выражаю благодарность моим коллегам из НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения».

Больше всего я благодарен своим близким и родным за неизмеримую поддержку и веру, даже в самые сложные моменты. В особенности я благодарен дедушке, всегда напутствовавшему искать деятельность по душе, за огромный вклад в моё образование и трудолюбие, и бабушке, при любом разговоре выражающей искреннюю гордость за то, чем я занимаюсь.

## Список литературы

1. Kittel C. Introduction to solid state physics. — Hoboken, NJ: Wiley, . — 680 с.
2. Drude P. Zur Elektronentheorie der Metalle // Annalen der Physik. — Vol. 306. — No. 3. — P. 566-613.
3. Langmuir I. Oscillations in Ionized Gases // Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. — T. 14. — № 8. — С. 627-637.
4. Pines D. Elementary Excitations In Solids. — CRC Press, . — 312 с.
5. Ritchie R.H. Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films // Physical Review. — Vol. 106. — No. 5. — P. 874-881.
6. Raether H. Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings : Springer Tracts in Modern Physics. T. 111. — Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1988.
7. Maier S.A. Plasmonics: Fundamentals and Applications. Plasmonics. — New York, NY: Springer US, 2007.
8. Yu H., Peng Y., Yang Y., Li Z.-Y. Plasmon-enhanced light–matter interactions and applications // npj Computational Materials. — 2019. — Vol. 5. — No. 1. — P. 45.
9. Gutiérrez Y., Brown A.S., Moreno F., Losurdo M. Plasmonics beyond noble metals: Exploiting phase and compositional changes for manipulating plasmonic performance // Journal of Applied Physics. — 2020. — Vol. 128. — Plasmonics beyond noble metals. — No. 8. — P. 080901.
10. Naik G.V., Shalaev V.M., Boltasseva A. Alternative Plasmonic Materials: Beyond Gold and Silver // Advanced Materials. — 2013. — Vol. 25. — Alternative Plasmonic Materials. — No. 24. — P. 3264-3294.
11. Hsieh W.T., Wu P.C., Khurgin J.B., Tsai D.P., Liu N., Sun G. Comparative Analysis of Metals and Alternative Infrared Plasmonic Materials // ACS Photonics. — 2018. — Vol. 5. — No. 7. — P. 2541-2548.
12. Zayats A.V., Smolyaninov I.I. Near-field photonics: surface plasmon polaritons and localized surface plasmons // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. — 2003. — T. 5. — Near-field photonics. — № 4. — С. S16-S50.
13. Gao H., Zhou W., Odom T.W. Plasmonic Crystals: A Platform to Catalog Resonances from Ultraviolet to Near-Infrared Wavelengths in a Plasmonic Library // Advanced Functional Materials. — 2010. — Vol. 20. — Plasmonic Crystals. — No. 4. — P. 529-539.

14. Vecchi G., Giannini V., Gómez Rivas J. Surface modes in plasmonic crystals induced by diffractive coupling of nanoantennas // *Physical Review B*. — 2009. — Vol. 80. — No. 20. — P. 201401.
15. Kataja M., Pourjamal S., Maccaferri N., Vavassori P., Hakala T.K., Huttunen M.J., Törmä P., Van Dijken S. Hybrid plasmonic lattices with tunable magneto-optical activity // *Optics Express*. — 2016. — Vol. 24. — No. 4. — P. 3652.
16. Wood R.W. XLII. *On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum* // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. — 1902. — Vol. 4. — No. 21. — P. 396-402.
17. Rayleigh, Lord *On the Dynamical Theory of Gratings* // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*. — 1907. — T. 79. — № 532. — C. 399-416.
18. Gao H., McMahon J.M., Lee M.H., Henzie J., Gray S.K., Schatz G.C., Odom T.W. Rayleigh anomaly-surface plasmon polariton resonances in palladium and gold subwavelength hole arrays // *Optics Express*. — 2009. — Vol. 17. — No. 4. — P. 2334.
19. Fano U. *Zur Theorie der Intensitätsanomalien der Beugung* // *Annalen der Physik*. — 1938. — Vol. 424. — No. 5. — P. 393-443.
20. Luk'yanchuk B., Zheludev N.I., Maier S.A., Halas N.J., Nordlander P., Giessen H., Chong C.T. The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials // *Nature Materials*. — 2010. — Vol. 9. — No. 9. — P. 707-715.
21. Maradudin A.A., Simonsen I., Polanco J., Fitzgerald R.M. Rayleigh and Wood anomalies in the diffraction of light from a perfectly conducting reflection grating // *Journal of Optics*. — 2016. — T. 18. — № 2. — C. 024004.
22. Baudrion A.-L., Weeber J.-C., Dereux A., Lecamp G., Lalanne P., Bozhevolnyi S.I. Influence of the filling factor on the spectral properties of plasmonic crystals // *Physical Review B*. — 2006. — Vol. 74. — No. 12. — P. 125406.
23. Palmer C.H. *Parallel Diffraction Grating Anomalies\** // *Journal of the Optical Society of America*. — 1952. — Vol. 42. — No. 4. — P. 269.
24. Palmer C.H. *Diffraction Grating Anomalies II Coarse Gratings\** // *Journal of the Optical Society of America*. — 1956. — Vol. 46. — No. 1. — P. 50.
25. Hessel A., Oliner A.A. *A New Theory of Wood's Anomalies on Optical Gratings* // *Applied Optics*. — 1965. — Vol. 4. — No. 10. — P. 1275.
26. Lee B., Kim S., Kim H., Lim Y. The use of plasmonics in light beaming and focusing // *Progress in Quantum Electronics*. — 2010. — Vol. 34. — No. 2. — P. 47-87.

27. Olson J., Dominguez-Medina S., Hoggard A., Wang L.-Y., Chang W.-S., Link S. Optical characterization of single plasmonic nanoparticles // *Chemical Society Reviews*. — 2015. — Vol. 44. — No. 1. — P. 40-57.
28. Amendola V., Pilot R., Frasconi M., Maragò O.M., Iatì M.A. Surface plasmon resonance in gold nanoparticles: a review // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2017. — T. 29. — Surface plasmon resonance in gold nanoparticles. — № 20. — C. 203002.
29. Kravets V.G., Kabashin A.V., Barnes W.L., Grigorenko A.N. Plasmonic Surface Lattice Resonances: A Review of Properties and Applications // *Chemical Reviews*. — 2018. — Vol. 118. — Plasmonic Surface Lattice Resonances. — No. 12. — P. 5912-5951.
30. Lassiter J.B., McGuire F., Mock J.J., Ciraci C., Hill R.T., Wiley B.J., Chilkoti A., Smith D.R. Plasmonic Waveguide Modes of Film-Coupled Metallic Nanocubes // *Nano Letters*. — 2013. — Vol. 13. — No. 12. — P. 5866-5872.
31. Ding S.-Y., Yi J., Li J.-F., Ren B., Wu D.-Y., Panneerselvam R., Tian Z.-Q. Nanostructure-based plasmon-enhanced Raman spectroscopy for surface analysis of materials // *Nature Reviews Materials*. — 2016. — Vol. 1. — No. 6. — P. 16021.
32. Ji C., Lee K., Xu T., Zhou J., Park H.J., Guo L.J. Engineering Light at the Nanoscale: Structural Color Filters and Broadband Perfect Absorbers // *Advanced Optical Materials*. — 2017. — Vol. 5. — Engineering Light at the Nanoscale. — No. 20. — P. 1700368.
33. Du L., Molas M.R., Huang Z., Zhang G., Wang F., Sun Z. Moiré photonics and optoelectronics // *Science*. — 2023. — Vol. 379. — No. 6639. — P. eadg0014.
34. Divya J., Selvendran S., Raja A.S., Sivasubramanian A. Surface plasmon based plasmonic sensors: A review on their past, present and future // *Biosensors and Bioelectronics: X*. — 2022. — Vol. 11. — Surface plasmon based plasmonic sensors. — P. 100175.
35. Kazanskiy N.L., Khonina S.N., Butt M.A. Recent Development in Metasurfaces: A Focus on Sensing Applications // *Nanomaterials*. — 2022. — Vol. 13. — Recent Development in Metasurfaces. — No. 1. — P. 118.
36. Fan K., Averitt R.D., Padilla W.J. Active and tunable nanophotonic metamaterials // *Nanophotonics*. — 2022. — Vol. 11. — No. 17. — P. 3769-3803.
37. Gu T., Kim H.J., Rivero-Baleine C., Hu J. Reconfigurable metasurfaces towards commercial success // *Nature Photonics*. — 2023. — Vol. 17. — No. 1. — P. 48-58.

38. Armelles G., Cebollada A., García-Martín A., González M.U. Magnetoplasmonics: Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities // *Advanced Optical Materials*. — 2013. — Vol. 1. — Magnetoplasmonics. — No. 1. — P. 10-35.
39. Qin J., Xia S., Yang W., Wang H., Yan W., Yang Y., Wei Z., Liu W., Luo Y., Deng L., Bi L. Nanophotonic devices based on magneto-optical materials: recent developments and applications // *Nanophotonics*. — 2022. — Vol. 11. — Nanophotonic devices based on magneto-optical materials. — No. 11. — P. 2639-2659.
40. Singh R.S., Sarswat P.K. From fundamentals to applications: The development of magnetoplasmonics for next-generation technologies // *Materials Today Electronics*. — 2023. — Vol. 4. — From fundamentals to applications. — P. 100033.
41. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений. — Издательство Московского университета, 1976.
42. Pershan P.S. Magneto-Optical Effects // *Journal of Applied Physics*. — 1967. — Vol. 38. — No. 3. — P. 1482-1490.
43. Višňovský Š. Optics in magnetic multilayers and nanostructures : Optical science and engineering. — Boca Raton: CRC Taylor & Francis, 2006. — 521 с.
44. Zvezdin A.K., Kotov V.A. Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials. — 0. — CRC Press, 1997.
45. Belotelov V.I., Kalish A.N., Zvezdin A.K. Magneto-Optics of Plasmonic Crystals // *Magnetophotonics : Springer Series in Materials Science/ eds. M. Inoue, M. Levy, A.V. Baryshev*. — Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013. — Vol. 178. — P. 51-106.
46. Camley R.E. Nonreciprocal surface waves // *Surface Science Reports*. — 1987. — Vol. 7. — No. 3-4. — P. 103-187.
47. Born M., Wolf E. Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. Principles of optics. — Seventh (expanded) edition, 13th printing. — Cambridge: Cambridge University Press, 1970. — 952 с.
48. Barman A., Haldar A. Time-Domain Study of Magnetization Dynamics in Magnetic Thin Films and Micro- and Nanostructures // *Solid State Physics*. — Elsevier, 2014. — Vol. 65. — P. 1-108.
49. Hubert A., Schäfer R. Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures. Magnetic domains. — Corr. print., [Nachdr.]. — Berlin: Springer, 2011. — 696 с.
50. Qiu Z.Q., Bader S.D. Surface magneto-optic Kerr effect // *Review of Scientific Instruments*. — 2000. — Vol. 71. — No. 3. — P. 1243-1255.

51. Protopopov V. Practical Opto-Electronics: An Illustrated Guide for the Laboratory : Springer Series in Optical Sciences. Vol. 184. Practical Opto-Electronics. — Cham: Springer International Publishing, 2014.
52. Chiu K.W., Quinn J.J. Magnetoplasma Surface Waves in Metals // *Physical Review B*. — 1972. — Vol. 5. — No. 12. — P. 4707-4709.
53. Chiu K.W., Quinn J.J. Magneto-plasma surface waves in solids // *Il Nuovo Cimento B*. — 1972. — Vol. 10. — No. 1. — P. 1-20.
54. Ferguson P.E., Stafsudd O.M., Wallis R.F. Surface magnetoplasma waves in nickel // *Physica B+C*. — 1977. — Vols. 86-88. — P. 1403-1405.
55. Ferguson P.E., Stafsudd O.M., Wallis R.F. Enhancement of the transverse Kerr magneto-optic effect by surface magnetoplasma waves // *Physica B+C*. — 1977. — Vol. 89. — P. 91-94.
56. 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. — Giant transversal Kerr effect in magneto-plasmonic heterostructures. — No. 5. — P. 816-824.
57. Souche Y., Schlenker M., Dos Santos A.D. Non-specular magneto-optical Kerr effect // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 1995. — Vols. 140-144. — P. 2179-2180.
58. Eremenko V., Novosad V., Pishko V., Geoffroy O., Souche Y., Pannetier B. Diffractive enhancement of the Kerr magneto-optic effect // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. — 1997. — Vol. 66. — No. 7. — P. 494-497.
59. Carey R., Löken M., Newman D.M., Thomas B.W.J. Optical and magneto-optical anomalies for iron on a structured substrate // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 1997. — T. 30. — № 2. — C. 166-170.
60. Souche Y., Novosad V., Pannetier B., Geoffroy O. Magneto-optical diffraction and transverse Kerr effect // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 1998. — Vols. 177-181. — P. 1277-1278.
61. Carey R., Newman D.M., Matelon R.J. Using Diffraction Anomalies to Produce Strong Enhancement of Magnet-Optic Behaviour. // *Journal of the Magnetism Society of Japan*. — 2001. — T. 25. — № 3-2. — C. 271-274.
62. Newman D.M., Wears M.L., Matelon R.J. Plasmon enhanced magneto-optic behaviour in the linear and non-linear optical fields // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2002. — Vols. 242-245. — P. 980-983.

63. 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. 7-8. — P. 719-722.
64. Newman D.M., Wears M.L., Matelon R.J., Hooper I.R. Magneto-optic behaviour in the presence of surface plasmons // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2008. — T. 20. — № 34. — C. 345230.
65. Weber W.H., Ford G.W. Optical electric-field enhancement at a metal surface arising from surface-plasmon excitation // *Optics Letters*. — 1981. — Vol. 6. — No. 3. — P. 122.
66. 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.
67. Grunin A.A., Chetvertukhin A.V., Dolgova T.V., Ezhov A.A., Fedyanin A.A. Magnetoplasmonic crystals based on commercial digital discs // *Journal of Applied Physics*. — 2013. — Vol. 113. — No. 17. — P. 17A946.
68. Diaz-Valencia B.F., Mejía-Salazar J.R., Oliveira O.N., Porrás-Montenegro N., Albella P. Enhanced Transverse Magneto-Optical Kerr Effect in Magnetoplasmonic Crystals for the Design of Highly Sensitive Plasmonic (Bio)sensing Platforms // *ACS Omega*. — 2017. — Vol. 2. — No. 11. — P. 7682-7685.
69. Cichelero R., Oskuei M.A., Kataja M., Hamidi S.M., Herranz G. Unexpected large transverse magneto-optic Kerr effect at quasi-normal incidence in magnetoplasmonic crystals // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2019. — Vol. 476. — P. 54-58.
70. Barnes W.L., Preist T.W., Kitson S.C., Sambles J.R. Physical origin of photonic energy gaps in the propagation of surface plasmons on gratings // *Physical Review B*. — 1996. — Vol. 54. — No. 9. — P. 6227-6244.
71. Kocabas A., Seckin Senlik S., Aydinli A. Plasmonic band gap cavities on biharmonic gratings // *Physical Review B*. — 2008. — Vol. 77. — No. 19. — P. 195130.
72. Grunin A.A., Mukha I.R., Chetvertukhin A.V., Fedyanin A.A. Refractive index sensor based on magnetoplasmonic crystals // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2016. — Vol. 415. — P. 72-76.
73. Belyaev V.K., Rodionova V.V., Grunin A.A., Inoue M., Fedyanin A.A. Magnetic field sensor based on magnetoplasmonic crystal // *Scientific Reports*. — 2020. — Vol. 10. — No. 1. — P. 7133.

74. Petrov N.I., Danilov V.A., Popov V.V., Usievich B.A. Large positive and negative Goos-Hänchen shifts near the surface plasmon resonance in subwavelength grating // *Optics Express*. — 2020. — Vol. 28. — No. 5. — P. 7552.
75. Makarova A.V., Nerovnaya A.A., Gulkin D.N., Popov V.V., Frolov A.Yu., Fedyanin A.A. Goos-Hänchen Shift Spatially Resolves Magneto-Optical Kerr Effect Enhancement in Magnetoplasmonic Crystals // *ACS Photonics*. — 2024. — Vol. 11. — No. 4. — P. 1619-1626.
76. Shcherbakov M.R., Vabishchevich P.P., Frolov A.Yu., Dolgova T.V., Fedyanin A.A. Femtosecond intrapulse evolution of the magneto-optic Kerr effect in magnetoplasmonic crystals // *Physical Review B*. — 2014. — Vol. 90. — No. 20. — P. 201405.
77. Novikov I.A., Kiryanov M.A., Nurgalieva P.K., Frolov A.Yu., Popov V.V., Dolgova T.V., Fedyanin A.A. Ultrafast Magneto-Optics in Nickel Magnetoplasmonic Crystals // *Nano Letters*. — 2020. — Vol. 20. — No. 12. — P. 8615-8619.
78. Kiryanov M.A., Frolov A.Yu., Novikov I.A., Kipp P.A., Nurgalieva P.K., Popov V.V., Ezhov A.A., Dolgova T.V., Fedyanin A.A. Surface profile-tailored magneto-optics in magnetoplasmonic crystals // *APL Photonics*. — 2022. — Vol. 7. — No. 2. — P. 026104.
79. Torrado J.F., Papaioannou E.Th., Ctistis G., Patoka P., Giersig M., Armelles G., Garcia-Martin A. Plasmon induced modification of the transverse magneto-optical response in Fe antidot arrays // *physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters*. — 2010. — Vol. 4. — No. 10. — P. 271-273.
80. Caballero B., García-Martín A., Cuevas J.C. Hybrid Magnetoplasmonic Crystals Boost the Performance of Nanohole Arrays as Plasmonic Sensors // *ACS Photonics*. — 2016. — Vol. 3. — No. 2. — P. 203-208.
81. Chetvertukhin A.V., Grunin A.A., Baryshev A.V., Dolgova T.V., Uchida H., Inoue M., Fedyanin A.A. Magneto-optical Kerr effect enhancement at the Wood's anomaly in magnetoplasmonic crystals // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2012. — Vol. 324. — No. 21. — P. 3516-3518.
82. Chetvertukhin A.V., Grunin A.A., Dolgova T.V., Inoue M., Fedyanin A.A. Transversal magneto-optical Kerr effect in two-dimensional nickel magnetoplasmonic crystals // *Journal of Applied Physics*. — 2013. — Vol. 113. — No. 17. — P. 17A942.
83. Xia W.B., Gao J.L., Zhang S.Y., Luo X.J., Chen L.Y., Xu L.Q., Tang S.L., Du Y.W. Optical and magneto-optical anisotropies in large-area two-dimensional Co antidots film // *Optics Express*. — 2014. — Vol. 22. — No. 2. — P. 1359.

84. Melle S., Menéndez J.L., Armelles G., Navas D., Vázquez M., Nielsch K., Wehrspohn R.B., Gösele U. Magneto-optical properties of nickel nanowire arrays // *Applied Physics Letters*. — 2003. — Vol. 83. — No. 22. — P. 4547-4549.
85. González-Díaz J.B., García-Martín A., Armelles G., Navas D., Vázquez M., Nielsch K., Wehrspohn R.B., Gösele U. Enhanced Magneto-Optics and Size Effects in Ferromagnetic Nanowire Arrays // *Advanced Materials*. — 2007. — Vol. 19. — No. 18. — P. 2643-2647.
86. Bonanni V., Bonetti S., Pakizeh T., Pirzadeh Z., Chen J., Nogués J., Vavassori P., Hillenbrand R., Åkerman J., Dmitriev A. Designer Magnetoplasmonics with Nickel Nanoferrromagnets // *Nano Letters*. — 2011. — Vol. 11. — No. 12. — P. 5333-5338.
87. Kataja M., Hakala T.K., Julku A., Huttunen M.J., Van Dijken S., Törmä P. Surface lattice resonances and magneto-optical response in magnetic nanoparticle arrays // *Nature Communications*. — 2015. — Vol. 6. — No. 1. — P. 7072.
88. Maccaferri N., Bergamini L., Pancaldi M., Schmidt M.K., Kataja M., Dijken S.V., Zabala N., Aizpurua J., Vavassori P. Anisotropic Nanoantenna-Based Magnetoplasmonic Crystals for Highly Enhanced and Tunable Magneto-Optical Activity // *Nano Letters*. — 2016. — Vol. 16. — No. 4. — P. 2533-2542.
89. Freire-Fernández F., Mansell R., Van Dijken S. Magnetoplasmonic properties of perpendicularly magnetized [ Co / Pt ] N nanodots // *Physical Review B*. — 2020. — Vol. 101. — No. 5. — P. 054416.
90. Freire-Fernández F., Cuerda J., Daskalakis K.S., Perumbilavil S., Martikainen J.-P., Arjas K., Törmä P., Van Dijken S. Magnetic on-off switching of a plasmonic laser // *Nature Photonics*. — 2022. — Vol. 16. — No. 1. — P. 27-32.
91. Humphrey A.D., Barnes W.L. Plasmonic surface lattice resonances on arrays of different lattice symmetry // *Physical Review B*. — 2014. — Vol. 90. — No. 7. — P. 075404.
92. Cullity B.D., Graham C.D. *Introduction to magnetic materials*. — 2. ed. — Piscataway, NJ: IEEE Press, 2009. — 544 c.
93. Kostylev N., Maksymov I.S., Adeyeye A.O., Samarin S., Kostylev M., Williams J.F. Plasmon-assisted high reflectivity and strong magneto-optical Kerr effect in permalloy gratings // *Applied Physics Letters*. — 2013. — Vol. 102. — No. 12. — P. 121907.
94. Belotelov V.I., Akimov I.A., Pohl M., Kalish A.N., Kasture S., Vengurlekar A.S., Gopal A.V., Kotov V.A., Yakovlev D., Zvezdin A.K., Bayer M. Intensity magneto-optical effect in magnetoplasmonic crystals // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2011. — T. 303. — C. 012038.

95. Belyaev V.K., Murzin D.V., Perova N.N., Grunin A.A., Fedyanin A.A., Rodionova V.V. Permalloy-based magnetoplasmonic crystals for sensor applications // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2019. — Vol. 482. — P. 292-295.
96. Maccaferri N., Inchausti X., García-Martín A., Cuevas J.C., Tripathy D., Adeyeye A.O., Vavassori P. Resonant Enhancement of Magneto-Optical Activity Induced by Surface Plasmon Polariton Modes Coupling in 2D Magnetoplasmonic Crystals // *ACS Photonics*. — 2015. — Vol. 2. — No. 12. — P. 1769-1779.
97. Pomozov A.R., Chekhov A.L., Rodionov I.A., Baburin A.S., Lotkov E.S., Temiryazeva M.P., Afanasyev K.N., Baryshev A.V., Murzina T.V. Two-dimensional high-quality Ag/Py magnetoplasmonic crystals // *Applied Physics Letters*. — 2020. — Vol. 116. — No. 1. — P. 013106.
98. Armelles G., Cebollada A., Feng H.Y., García-Martín A., Meneses-Rodríguez D., Zhao J., Giessen H. Interaction Effects between Magnetic and Chiral Building Blocks: A New Route for Tunable Magneto-chiral Plasmonic Structures // *ACS Photonics*. — 2015. — Vol. 2. — Interaction Effects between Magnetic and Chiral Building Blocks. — No. 9. — P. 1272-1277.
99. Goerlitzer E.S.A., Puri A.S., Moses J.J., Poulikakos L.V., Vogel N. The Beginner's Guide to Chiral Plasmonics: Mostly Harmless Theory and the Design of Large-Area Substrates // *Advanced Optical Materials*. — 2021. — Vol. 9. — The Beginner's Guide to Chiral Plasmonics. — No. 16. — P. 2100378.
100. López-Ortega A., Zapata-Herrera M., Maccaferri N., Pancaldi M., Garcia M., Chuvilin A., Vavassori P. Enhanced magnetic modulation of light polarization exploiting hybridization with multipolar dark plasmons in magnetoplasmonic nanocavities // *Light: Science & Applications*. — 2020. — Vol. 9. — No. 1. — P. 49.
101. Martín J.I., Nogués J., Liu K., Vicent J.L., Schuller I.K. Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2003. — Vol. 256. — Ordered magnetic nanostructures. — No. 1-3. — P. 449-501.
102. Oepts W., Coehoorn R., Kools J.C.S., De Jonge W.J.M. Enhanced anisotropy of permalloy layers sputter deposited on V-grooved substrates and tilted surfaces // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2000. — Vol. 218. — No. 1. — P. 114-120.
103. Goolaup S., Singh N., Adeyeye A.O., Ng V., Jalil M.B.A. Transition from coherent rotation to curling mode reversal process in ferromagnetic nanowires // *The European Physical Journal B*. — 2005. — Vol. 44. — No. 2. — P. 259-264.
104. Gubbiotti G., Tacchi S., Carlotti G., Vavassori P., Singh N., Goolaup S., Adeyeye A.O., Stashkevich A., Kostylev M. Magnetostatic interaction in arrays of nanometric

permalloy wires: A magneto-optic Kerr effect and a Brillouin light scattering study // *Physical Review B*. — 2005. — Vol. 72. — Magnetostatic interaction in arrays of nanometric permalloy wires. — No. 22. — P. 224413.

105. Goolaup S., Singh N., Adeyeye A.O. Coercivity Variation in Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>Ferromagnetic Nanowires // *IEEE Transactions On Nanotechnology*. — 2005. — Vol. 4. — No. 5. — P. 523-526.

106. Berendt J., Teixeira J.M., García-García A., Raposo M., Ribeiro P.A., Dubowik J., Kakazei G.N., Schmool D.S. Tunable magnetic anisotropy in permalloy thin films grown on holographic relief gratings // *Applied Physics Letters*. — 2014. — Vol. 104. — No. 8. — P. 082408.

107. Belyaev V.K., Kozlov A.G., Ognev A.V., Samardak A.S., Rodionova V.V. Magnetic properties and geometry-driven magnetic anisotropy of magnetoplasmonic crystals // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2019. — Vol. 480. — P. 150-153.

108. Belyaev V.K., Murzin D., Martínez-García J.C., Rivas M., Andreev N.V., Kozlov A.G., Samardak A.Yu., Ognev A.V., Samardak A.S., Rodionova V. FORC-Diagram Analysis for a Step-like Magnetization Reversal in Nanopatterned Stripe Array // *Materials*. — 2021. — Vol. 14. — No. 24. — P. 7523.

109. Liedke M.O., Liedke B., Keller A., Hillebrands B., Mücklich A., Facsko S., Fassbender J. Induced anisotropies in exchange-coupled systems on rippled substrates // *Physical Review B*. — 2007. — Vol. 75. — No. 22. — P. 220407.

110. Liedke M.O., Körner M., Lenz K., Grossmann F., Facsko S., Fassbender J. Magnetic anisotropy engineering: Single-crystalline Fe films on ion eroded ripple surfaces // *Applied Physics Letters*. — 2012. — Vol. 100. — Magnetic anisotropy engineering. — No. 24. — P. 242405.

111. Liedke M.O., Körner M., Lenz K., Fritzsche M., Ranjan M., Keller A., Čížmár E., Zvyagin S.A., Facsko S., Potzger K., Lindner J., Fassbender J. Crossover in the surface anisotropy contributions of ferromagnetic films on rippled Si surfaces // *Physical Review B*. — 2013. — Vol. 87. — No. 2. — P. 024424.

112. Körner M., Röder F., Lenz K., Fritzsche M., Lindner J., Lichte H., Fassbender J. Quantitative Imaging of the Magnetic Configuration of Modulated Nanostructures by Electron Holography // *Small*. — 2014. — Vol. 10. — No. 24. — P. 5161-5169.

113. Jia Q., Ou X., Langer M., Schreiber B., Grenzer J., Siles P.F., Rodriguez R.D., Huang K., Yuan Y., Heidarian A., Hübner R., You T., Yu W., Lenz K., Lindner J., Wang X., Facsko S. Ultra-dense planar metallic nanowire arrays with extremely large anisotropic optical and magnetic properties // *Nano Research*. — 2018. — Vol. 11. — No. 7. — P. 3519-3528.

114. Sheka D.D., Kravchuk V.P., Peddis D., Varvaro G., Krupiński M., Albrecht M., Erb D., Facsko S., Makarov D. Curvilinear Magnetic Shells // Curvilinear Micromagnetism : Topics in Applied Physics/ eds. D. Makarov, D.D. Sheka. — Cham: Springer International Publishing, 2022. — Vol. 146. — P. 83-161.
115. Adeyeye A.O., Bland J.A.C., Daboo C., Hasko D.G. Magnetostatic interactions and magnetization reversal in ferromagnetic wires // Physical Review B. — 1997. — Vol. 56. — No. 6. — P. 3265-3270.
116. Kryder M., Kie Ahn, Mazzeo N., Schwarzl S., Kane S. Magnetic properties and domain structures in narrow NiFe stripes // IEEE Transactions on Magnetics. — 1980. — Vol. 16. — No. 1. — P. 99-103.
117. Adeyeye A.O., Bland J.A.C., Daboo C., Lee J., Ebels U., Ahmed H. Size dependence of the magnetoresistance in submicron FeNi wires // Journal of Applied Physics. — 1996. — Vol. 79. — No. 8. — P. 6120-6122.
118. Smyth J.F., Schultz S., Fredkin D.R., Kern D.P., Rishton S.A., Schmid H., Cali M., Koehler T.R. Hysteresis in lithographic arrays of permalloy particles: Experiment and theory (invited) // Journal of Applied Physics. — 1991. — Vol. 69. — Hysteresis in lithographic arrays of permalloy particles. — No. 8. — P. 5262-5266.
119. Shearwood C., Blundell S.J., Baird M.J., Bland J.A.C., Gester M., Ahmed H., Hughes H.P. Magnetoresistance and magnetization in submicron ferromagnetic gratings // Journal of Applied Physics. — 1994. — Vol. 75. — No. 10. — P. 5249-5256.
120. Raviolo S., Tejo F., Bajales N., Escrig J. Angular dependence of the magnetic properties of permalloy and nickel nanowires as a function of their diameters // Materials Research Express. — 2018. — T. 5. — № 1. — C. 015043.
121. Maeda A., Kume M., Oikawa S., Kuroki K. Inter-Wire Interaction in Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> Wire Arrays. // Journal of the Magnetics Society of Japan. — 1995. — T. 19. — № 2. — C. 309-312.
122. Adeyeye A.O., Bland J.A.C., Daboo C. Magnetic and magneto-transport behavior in variable width Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> flat wires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1998. — Vol. 188. — No. 1-2. — P. L1-L7.
123. Adeyeye A.O., Cowburn R.P., Welland M.E. Magnetoresistance behaviour of magnetostatically coupled Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> wires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2000. — Vol. 213. — No. 1-2. — P. 1-6.
124. Xiong L.L., Kostylev M., Adeyeye A.O. Magnetization dynamics of Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> nanowires with continuous width modulation // Physical Review B. — 2017. — Vol. 95. — No. 22. — P. 224426.

125. Iglesias-Freire Ó., Jaafar M., Pérez L., De Abril O., Vázquez M., Asenjo A. Domain configuration and magnetization switching in arrays of permalloy nanostripes // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2014. — Vol. 355. — P. 152-157.
126. Ishii Y. Magnetization curling in an infinite cylinder with a uniaxial magnetocrystalline anisotropy // *Journal of Applied Physics*. — 1991. — Vol. 70. — No. 7. — P. 3765-3769.
127. Han G.C., Zong B.Y., Luo P., Wu Y.H. Angular dependence of the coercivity and remanence of ferromagnetic nanowire arrays // *Journal of Applied Physics*. — 2003. — Vol. 93. — No. 11. — P. 9202-9207.
128. Kakazei G.N., Liu X.M., Ding J., Adeyeye A.O. Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> film with periodically modulated thickness as a reconfigurable one-dimensional magnonic crystal // *Applied Physics Letters*. — 2014. — Vol. 104. — No. 4. — P. 042403.
129. Streubel R., Fischer P., Kronast F., Kravchuk V.P., Sheka D.D., Gaididei Y., Schmidt O.G., Makarov D. Magnetism in curved geometries // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2016. — T. 49. — № 36. — C. 363001.
130. Chen K., Frömter R., Rössler S., Mikuszeit N., Oepen H.P. Uniaxial magnetic anisotropy of cobalt films deposited on sputtered MgO(001) substrates // *Physical Review B*. — 2012. — Vol. 86. — No. 6. — P. 064432.
131. Arranz M.A., Colino J.M. Angular tuning of the magnetic birefringence in rippled cobalt films // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Vol. 106. — No. 25. — P. 253102.
132. Colino J.M., Arranz M.A., Barbero A.J., Bollero A., Camarero J. Surface magnetization and the role of pattern defects in various types of ripple patterned films // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2016. — T. 49. — № 13. — C. 135002.
133. Arranz M.A., Colino J.M., Palomares F.J. On the limits of uniaxial magnetic anisotropy tuning by a ripple surface pattern // *Journal of Applied Physics*. — 2014. — Vol. 115. — No. 18. — P. 183906.
134. Zhao Y.-P., Gamache R.M., Wang G.-C., Lu T.-M., Palasantzas G., De Hosson J.Th.M. Effect of surface roughness on magnetic domain wall thickness, domain size, and coercivity // *Journal of Applied Physics*. — 2001. — Vol. 89. — No. 2. — P. 1325-1330.
135. Belyaev V., Grunin A., Fedyanin A., Rodionova V. Magnetic and Magneto-Optical Properties of Magnetoplasmonic Crystals // *Solid State Phenomena*. — 2015. — Тт. 233-234. — C. 599-602.
136. Murzin D.V., Belyaev V.K., Groß F., Gräfe J., Rivas M., Rodionova V.V. Tuning the magnetic properties of permalloy-based magnetoplasmonic crystals for sensor

applications // Japanese Journal of Applied Physics. — 2020. — T. 59. — № SE. — C. SEEA04.

137. Arranz M.A., Sánchez E.H., Rebollar E., Castillejo M., Colino J.M. Form and magnetic birefringence in undulated Permalloy/PET films // Optics Express. — 2019. — Vol. 27. — No. 15. — P. 21285.

138. Sánchez E.H., Rodriguez-Rodriguez G., Aragón R., Arranz M.A., Rebollar E., Castillejo M., Colino J.M. Anisotropy engineering of soft thin films in the undulated magnetic state // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2020. — Vol. 514. — P. 167149.

139. Vaz C.A.F., Steinmuller S.J., Bland J.A.C. Roughness-induced variation of magnetic anisotropy in ultrathin epitaxial films: The undulating limit // Physical Review B. — 2007. — Vol. 75. — Roughness-induced variation of magnetic anisotropy in ultrathin epitaxial films. — No. 13. — P. 132402.

140. Fassbender J., Strache T., Liedke M.O., Markó D., Wintz S., Lenz K., Keller A., Facsko S., Mönch I., McCord J. Introducing artificial length scales to tailor magnetic properties // New Journal of Physics. — 2009. — T. 11. — № 12. — C. 125002.

141. Delgado-Garcia R., Rodriguez-Rodriguez G., Guerrero R., Galvez F., Colino J.M. Magnetization reversal mechanisms in highly corrugated thin films // Journal of Applied Physics. — 2023. — Vol. 133. — No. 5. — P. 053901.

142. Miramond C., Fermon C., Rousseaux F., Decanini D., Carcenac F. Permalloy cylindrical submicron size dot arrays // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1997. — Vol. 165. — No. 1-3. — P. 500-503.

143. Hwang M., Farhoud M., Hao Y., Walsh M., Savas T.A., Smith H.I., Ross C.A. Major hysteresis loop modeling of two-dimensional arrays of single domain particles // IEEE Transactions on Magnetics. — 2000. — T. 36. — № 5. — C. 3173-3175.

144. Pardavi-Horvath M. Interaction effects in magnetic nanostructures // physica status solidi (a). — 2014. — Vol. 211. — No. 5. — P. 1030-1040.

145. Schabes M.E., Bertram H.N. Magnetization processes in ferromagnetic cubes // Journal of Applied Physics. — 1988. — Vol. 64. — No. 3. — P. 1347-1357.

146. Cowburn R.P., Welland M.E. Phase transitions in planar magnetic nanostructures // Applied Physics Letters. — 1998. — Vol. 72. — No. 16. — P. 2041-2043.

147. Cowburn R.P., Adeyeye A.O., Welland M.E. Configurational Anisotropy in Nanomagnets // Physical Review Letters. — 1998. — Vol. 81. — No. 24. — P. 5414-5417.

148. Endean D.E., Weigelt C.T., Victora R.H., Dan Dahlberg E. Measurements of configurational anisotropy in isolated sub-micron square permalloy dots // *Applied Physics Letters*. — 2013. — Vol. 103. — No. 4. — P. 042409.
149. Barman A., Kruglyak V.V., Hicken R.J., Scott J., Kundrotaitė A., Rahman M. Dependence of anisotropy and damping on shape and aspect ratio in micron sized Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> elements // *Journal of Applied Physics*. — 2004. — Vol. 95. — No. 11. — P. 6998-7000.
150. Pokhil T., Song D., Nowak J. Spin vortex states and hysteretic properties of submicron size NiFe elements // *Journal of Applied Physics*. — 2000. — Vol. 87. — No. 9. — P. 6319-6321.
151. Wadhwa P., Jalil M.B.A. Micromagnetic modeling and analysis of linear array of square nanomagnets // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2005. — Vol. 294. — No. 1. — P. 83-89.
152. Ivanov Yu.P., Il'in A.I., Pustovalov E.V., Nefedov K.V., Chebotkevich L.A. Effect of the shape anisotropy and configurational anisotropy on the magnetic structure of ferromagnetic nanodots // *The Physics of Metals and Metallography*. — 2012. — Vol. 113. — No. 3. — P. 222-227.
153. Pimpin A., Srituravanich W. Review on Micro- and Nanolithography Techniques and their Applications // *Engineering Journal*. — 2012. — T. 16. — № 1. — C. 37-56.
154. Sato M., Lu L., Nagai H., eds. *Lithium-ion Batteries - Thin Film for Energy Materials and Devices*. — IntechOpen, 2020.
155. Murzin D.V., Frolov A.Yu., Mamian K.A., Belyaev V.K., Fedyanin A.A., Rodionova V.V. Low coercivity magnetoplasmonic crystal based on a thin permalloy film for magnetic field sensing applications // *Optical Materials Express*. — 2023. — Vol. 13. — No. 1. — P. 171.
156. Murzin D.V., Belyaev V.K., Mamian K.A., Groß F., Gräfe J., Frolov A.Y., Fedyanin A.A., Rodionova V.V. Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> Thickness Optimization of Magnetoplasmonic Crystals for Magnetic Field Sensing // *Sensors and Actuators A: Physical*. — 2024. — P. 115552.
157. Murzin D., Belyaev V., Kern J., Kaspar C., Pernice W.H., Bratschitsch R., Rodionova V. Transversal Kerr Effect Enhancement of Permalloy-Based Shallow Lamellar Magnetoplasmonic Crystals // *Photonics*. — 2022. — Vol. 9. — No. 12. — P. 989.
158. Grigoreva Z.A., Murzin D.V., Gritsenko Ch.A., Kozlov A.G., Ognev A.V., Rodionova V.V., Belyaev V.K. Permalloy-Based 2D-Magnetoplasmonic Crystals: Synthesis and Magneto-Optical Properties // *Physics of Metals and Metallography*. —

2023. — Vol. 124. — Permalloy-Based 2D-Magnetoplasmonic Crystals. — No. 14. — P. 1682-1688.

159. Murzin D.V., Belyaev V.K., Gritsenko K.A., Rodionova V.V. Effect of Filling Factor on the Coefficient of Reflection and Transversal Kerr Effect of 2D Permalloy-Based Magnetoplasmonic Crystals // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. — 2024. — Vol. 88. — No. 4. — P. 591-596.

160. Murzin D., Belyaev V., Gritsenko C., Komanicky V., Rodionova V. Magnetic field sensing elements based on Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> 2D magnetoplasmonic crystals // Sensors and Actuators A: Physical. — 2024. — Vol. 377. — P. 115773.

161. Giurlani W., Berretti E., Innocenti M., Lavacchi A. Measuring the Thickness of Metal Films: A Selection Guide to the Most Suitable Technique // 2nd Coatings and Interfaces Web Conference (CIWC-2 2020) CIWC-2 2020. — MDPI, 2020. — Measuring the Thickness of Metal Films. — P. 12.

162. Peng J., Guo J., Ma R., Jiang Y. Water-solid interfaces probed by high-resolution atomic force microscopy // Surface Science Reports. — 2022. — Vol. 77. — No. 1. — P. 100549.

163. Bałanda M. AC Susceptibility Studies of Phase Transitions and Magnetic Relaxation: Conventional, Molecular and Low-Dimensional Magnets // Acta Physica Polonica A. — 2013. — Vol. 124. — AC Susceptibility Studies of Phase Transitions and Magnetic Relaxation. — No. 6. — P. 964-976.

164. Drobac D., Marohnic Z., Zivkovic I., Prester M. The role of lock-in phase setting in ac susceptibility measurement // Review of Scientific Instruments. — 2013. — Vol. 84. — No. 5. — P. 054708.

165. Bhatti I.N., Pramanik A.K. Laboratory-Constructed Instrumentation for the Characterization of First and Higher-order Harmonics of Dynamic Susceptibility: A Low Cost AC Susceptometer // Instruments and Experimental Techniques. — 2023. — Vol. 66. — Laboratory-Constructed Instrumentation for the Characterization of First and Higher-order Harmonics of Dynamic Susceptibility. — No. 1. — P. 103-110.

166. Tikuišis K.K., Beran L., Cejpek P., Uhlířová K., Hamrle J., Vaňatka M., Urbánek M., Veis M. Optical And Magneto-Optical Properties Of Permalloy Thin Films In 0.7–6.4 EV Photon Energy Range // Materials & Design. — 2017. — Vol. 114. — P. 31-39.

167. Murzin D., Belyaev V.K., Groß F., Gräfe J., Perov N., Komanicky V., Rodionova V. Magnetic field sensing elements made of quasi-trapezoidal magnetoplasmonic crystals based on thin permalloy films // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2023. — Vol. 588. — P. 171398.

168. Chen C. Magnetism and metallurgy of soft magnetic materials. — New York: Dover Publications, 1986. — 571 c.
169. Sánchez E.H., Rodriguez-Rodriguez G., Aragón R., Arranz M.A., Rebollar E., Castillejo M., Colino J.M. Anisotropy engineering of soft thin films in the undulated magnetic state // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2020. — Vol. 514. — P. 167149.
170. Handbook of Sputtering Technology. — Elsevier, 2012.
171. Kim Y.K., Silva T.J. Magnetostriction characteristics of ultrathin permalloy films // Applied Physics Letters. — 1996. — Vol. 68. — No. 20. — P. 2885-2886.
172. Gradmann U. Surface magnetism // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1991. — Vol. 100. — No. 1-3. — P. 481-496.
173. Schlömann E. Demagnetizing Fields in Thin Magnetic Films Due to Surface Roughness // Journal of Applied Physics. — 1970. — Vol. 41. — No. 4. — P. 1617-1622.
174. Ounadjela K., Lefakis H., Speriosu V.S., Hwang C., Alexopoulos P.S. Thickness dependence of magnetization and magnetostriction of NiFe And NiFeRh films // Le Journal de Physique Colloques. — 1988. — T. 49. — № C8. — C. C8-1709-C8-1710.
175. Utagawa K. Theory of diffraction efficiency and anomalies of shallow metal gratings of finite conductivity // Journal of the Optical Society of America. — 1979. — Vol. 69. — No. 2. — P. 333.
176. Hysteresis in Magnetism. — Elsevier, 1998.
177. Mörée G., Leijon M. Review of Play and Preisach Models for Hysteresis in Magnetic Materials // Materials. — 2023. — Vol. 16. — No. 6. — P. 2422.
178. Rai-Choudhury P. Handbook of Microlithography, Micromachining, and Microfabrication. Volume 1: Microlithography. Handbook of Microlithography, Micromachining, and Microfabrication. Volume 1. — SPIE PRESS, 1997.
179. Ben Youssef J., Vukadinovic N., Billet D., Labrune M. Thickness-dependent magnetic excitations in Permalloy films with nonuniform magnetization // Physical Review B. — 2004. — Vol. 69. — No. 17. — P. 174402.
180. Amos N., Fernandez R., Ikkawi R., Lee B., Lavrenov A., Krichevsky A., Litvinov D., Khizroev S. Magnetic force microscopy study of magnetic stripe domains in sputter deposited Permalloy thin films // Journal of Applied Physics. — 2008. — Vol. 103. — No. 7. — P. 07E732.

181. Prosen R.J., Holmen J.O., Gran B.E. Rotatable Anisotropy in Thin Permalloy Films // *Journal of Applied Physics*. — 1961. — Vol. 32. — No. 3. — P. S91-S92.
182. Svalov A.V., Aseguinolaza I.R., Garcia-Arribas A., Orue I., Barandiaran J.M., Alonso J., Fernández-Gubieda M.L., Kurlyandskaya G.V. Structure and Magnetic Properties of Thin Permalloy Films Near the “Transcritical” State // *IEEE Transactions on Magnetics*. — 2010. — T. 46. — № 2. — C. 333-336.
183. Hawkeye M.M., Brett M.J. Glancing angle deposition: Fabrication, properties, and applications of micro- and nanostructured thin films // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. — 2007. — Vol. 25. — Glancing angle deposition. — No. 5. — P. 1317-1335.
184. Lisfi A., Lodder J.C. Magnetic domains in Co thin films obliquely sputtered on a polymer substrate // *Physical Review B*. — 2001. — Vol. 63. — No. 17. — P. 174441.
185. Tang F., Liu D.-L., Ye D.-X., Zhao Y.-P., Lu T.-M., Wang G.-C., Vijayaraghavan A. Magnetic properties of Co nanocolumns fabricated by oblique-angle deposition // *Journal of Applied Physics*. — 2003. — Vol. 93. — No. 7. — P. 4194-4200.
186. Kirensky Institute of Physics SB RAS, Solovev P.N., Izotov A.V., Kirensky Institute of Physics SB RAS, Belyaev B.A., Kirensky Institute of Physics SB RAS Micromagnetic Simulation of Magnetization Reversal Processes in Thin Obliquely Deposited Films // *Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics*. — 2016. — T. 9. — № 4. — C. 524-527.
187. Li X., Sun X., Wang J., Liu Q. Magnetic properties of permalloy films with different thicknesses deposited onto obliquely sputtered Cu underlayers // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2015. — Vol. 377. — P. 142-146.
188. Svalov A.V., Lepalovskij V.N., Rusalina A.S., Kudyukov E.V., Feshchenko A.A., Pasynkova A.A., Yushkov A.A., Kurlyandskaya G.V. Magnetic Anisotropy of FeNi Multilayer Films with Different Orientations of the Magnetic Anisotropy Axes in Adjacent Layers // *Processes*. — 2023. — Vol. 12. — No. 1. — P. 81.
189. Yan Y., Li J., Liu Q., Zhou P. Evaporation Effect on Thickness Distribution for Spin-Coated Films on Rectangular and Circular Substrates // *Coatings*. — 2021. — Vol. 11. — No. 11. — P. 1322.
190. Jamet S., Rougemaille N., Toussaint J.C., Fruchart O. Head-to-head domain walls in one-dimensional nanostructures // *Magnetic Nano- and Microwires*. — Elsevier, 2015. — P. 783-811.

191. Trunk T., Redjda M., Kákay A., Ruane M.F., Humphrey F.B. Domain wall structure in Permalloy films with decreasing thickness at the Bloch to Néel transition // *Journal of Applied Physics*. — 2001. — Vol. 89. — No. 11. — P. 7606-7608.

192. Tikuišis K.K., Beran L., Cejpek P., Uhlířová K., Hamrle J., Vaňatka M., Urbánek M., Veis M. Optical And Magneto-Optical Properties Of Permalloy Thin Films In 0.7–6.4 EV Photon Energy Range // *Materials & Design*. — 2017. — Vol. 114. — P. 31-39.