

На правах рукописи

Гусев Николай Александрович

Микро- и наноструктуры на основе эпитаксиальных пленок феррита-граната для магнитной сенсорики

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва - 2020 г.

Работа прошла апробацию в Обществе с ограниченной ответственностью «Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий» («Российский квантовый центр»).

Научный руководитель:

Белотелов Владимир Игоревич,
доктор физико-математических наук,
профессор РАН,
доцент кафедры Фотоники и физики микроволн
Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

Ведущая организация: Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Институт прикладной физики Российской академии наук».

Защита состоится 14.05.2021 в 10:00 на заседании диссертационного совета ЛФИ.01.04.07.006 по адресу: 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Московского физико-технического института (национального исследовательского университета) <https://mipt.ru/education/post-graduate/soiskateli-fiziko-matematicheskie-nauki.php>

Работа представлена «8» декабря 2020 г. в Аттестационную комиссию федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Московский физико-технический институт (национального исследовательского университета)» для рассмотрения советом по защите диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, доктора наук в соответствии с п.3.1 ст. 4 Федерального закона «О науке и государственной научно-технической политике».

Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию различных физических микро- и наноструктур, использующих феррит-гранат, на основе которых могут быть развиты существующие и разработаны новые методики измерений магнитных полей.

Актуальность темы

С измерениями магнитных полей мы сталкиваемся во всех отраслях промышленности и повседневной жизни: магнитные рамки на охраняемых объектах, магниторезонансная томография в медицине, методы неразрушающего контроля на производстве, различные магнитосчитывающие головки и магнитные диски в вычислительной технике, поиск полезных ископаемых в геологии и артефактов в археологии, и, безусловно, навигация.

Опираясь на последнее обстоятельство можно утверждать, что магнитные измерения уходят глубоко корнями в человеческую историю: первым магнитным измерением можно считать ориентацию магнитной стрелки в магнитном поле Земли, а первым магнитометром – компас. В наши дни благодаря техническому прогрессу и бурному технологическому росту магнитные измерения гораздо шире вошли в нашу современную жизнь, а количество и разнообразие методик измерения магнитных полей сравнимо разве что с разнообразием методик регистрации электромагнитных волн [1]. Это может быть как обычный эффект электромагнитной индукции или эффект Холла, эффект гигантского магнитного импеданса или магнитный гистерезис ферромагнитной пленки (на котором основана модуляция магнитной проницаемости), так и квантовые эффекты, такие как эффект гигантского магнитного сопротивления, эффект Джозефсона и эффект Зеемана.

Поскольку магнитное поле является векторной полевой величиной – каждая методика имеет свои сильные и слабые стороны для пространственных, временных и компонентных измерений магнитного поля. Наиболее эффективные методики из вышеописанных, связанные с явлениями классической физики, обеспечивающие качественные временные, пространственные и векторные измерения магнитных полей и требующие небольших затрат энергии, уже достигли своих технологических пределов по чувствительности к величине магнитного поля.

Тем не менее, использование последних достижений физики и технологии материалов и метаматериалов здесь могло бы дать некоторые результаты. Привлечение в магнитометрию нового класса материалов, ферритов гранатов, обладающих уникальными магнитными и магнитооптическими свойствами (малая, 10^{-5} , величина параметра магнитной диссипации, высокая оптическая прозрачность, структурное совершенство и технологическая гибкость) могло бы решить вышеописанную проблему. Более того, совместное использование ферритов гранатов вместе с оптическими гетероструктурами и плазмонными метаматериалами позволяет не только развить существующие, но и предложить новые физические принципы магнитных измерений.

Актуальность работы в первую очередь связана с важностью развития физических принципов магнитометрии с высокой чувствительностью и возможностью широкополосных векторных измерений магнитных полей с большим пространственным разрешением и низким энергопотреблением. Подобные методики магнитных измерений представляют интерес для биомагнетизма, промышленных и оборонных применений. Кроме того, понимание магнитных и магнитооптических явлений в метаматериалах использующих феррит-гранат имеет фундаментальную ценность в связи со стабильным ростом интереса со стороны различных научных направлений к данному материалу.

Целью диссертационной работы является теоретические и экспериментальное изучение оптических, магнитооптических и магнитных свойств магнитных микро- и наноструктур, содержащих плёнки феррита-граната с точки зрения применимости таких структур для магнитометрии с высокой чувствительностью и большим пространственным разрешением.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Теоретическое рассмотрение магнитооптических дисперсионных свойств плазмонных цилиндрических наностержней в слое из феррита-граната с циркулярной намагниченностью (тороидальным магнитным моментом).
2. Теоретическое рассмотрение магнитооптических дисперсионных свойств плазмонных коаксиальных нановолноводов с заполнением из феррита-граната с циркулярной намагниченностью (тороидальным магнитным моментом).
3. Оценка эффективности сверхчувствительного сенсора магнитного поля на базе микроструктурированной плёнки феррита-граната с помощью постановки эксперимента по измерению пространственно неоднородного магнитного сигнала с амплитудой менее 100 пТл от биологического объекта.
4. Разработка и экспериментальная демонстрация сенсора магнитного поля на базе магнитоплазмонного кристалла, в котором магнитное поле регистрируется за счет меридионального интенсивностного магнитооптического эффекта. Теоретическое описание данного метода измерения магнитных полей.

Научная новизна диссертационной работы состоит в следующем:

1. Впервые теоретически изучено воздействие циркулярной намагниченности (тороидального магнитного момента) на дисперсию собственных волн плазмонного цилиндрического наностержня, находящегося в магнитном материале, и явление магнитооптической невязимности в такой наноструктуре.

2. Впервые теоретически изучено воздействие циркулярной намагниченности (тороидального магнитного момента) коаксиального нановолновода из плазмонного металла с заполнением из феррита-граната на дисперсию плазмонных волноводных мод и явление их не взаимного распространения.
3. Впервые измерен слабый биоманитный сигнал с высокой чувствительностью для двух компонент вектора магнитного поля от сердца мелкого лабораторного животного с помощью магнитомодуляционного сенсора магнитного поля, не требующего нагрева или охлаждения измеряющего элемента до низких температур.
4. Впервые измерено пространственное распределение трех компонент вектора магнитного поля сердца человека с помощью магнитомодуляционного сенсора.
5. Впервые продемонстрирован магнитооптический метод измерения магнитного поля с помощью меридионального интенсивностного магнитооптического эффекта в магнитолазмонном кристалле.

Научные положения, выносимые на защиту:

1. При распространении поверхностных плазмон-поляритонов вдоль круглых металлических наностержней в присутствии тороидального магнитного момента для конфигураций магнитный стержень в немагнитном диэлектрике и немагнитный стержень в магнитном диэлектрике возникает эффект магнитооптической не взаимности. Эффект максимален для случая наностержней из благородного металла в феррите-гранате и в несколько раз превышает эффект в случае магнитолазмонного кристалла, намагниченного в экваториальной конфигурации.
2. При распространении поверхностных плазмон-поляритонов в плазмонных коаксиальных нановолноводах из благородного металла, пространство между которыми заполнено циркулярно намагниченным

диэлектриком из феррита-граната возникает эффект магнитооптической невзаимности, который максимален для плазмонной моды, локализованной на сердцевине волновода.

3. Сенсор магнитного поля, основанный на плёнке феррита-граната со ступенчатым профилем толщины, позволяет при комнатной температуре проводить векторные измерения магнитных полей величиной 1-100 пТл от биологических объектов с пространственным разрешением.
4. Магнитоплазмонный кристалл, состоящий из золотой субволновой решетки на пленке феррита-граната, позволяет измерять магнитные поля с чувствительностью около $1 \text{ нТл/Гц}^{0.5}$ и пространственным разрешением 250 мкм за счет меридионального интенсивностного магнитооптического эффекта. Полезный сигнал, соответствующий регистрируемому магнитному полю, прямо пропорционален произведению величины эффекта, коэффициента прохождения плазмонного кристалла и интенсивности падающего излучения.

Достоверность полученных результатов обусловлена адекватностью использованных моделей и подходов, выбранных для решения поставленных задач; корректностью использованных приближений; соответствием результатов теоретических и численных расчетов, результатов качественного теоретического анализа и экспериментальных данных; согласованием результатов с общеизвестными фактами из смежных научных областей. Все используемые в экспериментах измерительные приборы были специально адаптированы под соответствующие измерительные задачи, предварительно протестированы, откалиброваны, а эксперименты выполнялись многократно с повторяемыми результатами. Результаты опубликованы в рецензируемых журналах, обсуждены на международных научных конференциях и семинарах, представлены в экспертных советах научных фондов и в Международном консультативном совете Российского Квантового Центра.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертации результаты получены автором лично или при его определяющем участии.

Все представленные теоретические результаты, за исключением соотношений для разложения коэффициента прохождения плазмонного кристалла по гармоникам, получены автором самостоятельно.

Измерение магнитного кардиосигнала проводилось автором на установке, собранной на основе изобретения П. М. Ветошко, магнитные кардиосигналы крысы и человека получены автором работы совместно с автором изобретения и при содействии медицинских экспертов из ФГБУ НМИЦ Кардиологии Минздрава России.

Магнитооптические измерения с магнитоплазмонными кристаллами проводились при содействии экспертов по оптическим измерениям группы наноплазмоники и сверхбыстрого магнетизма П.О. Капралова и Г.А. Князева.

Содержание диссертации, основные результаты и основные положения, выносимые на защиту, отражают личный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, при этом вклад диссертанта был определяющим.

Апробация результатов диссертационной работы.

Результаты работы опубликованы в 6 научных изданиях из списка ВАК, в том числе 3 Российских и 3 зарубежных, представлены на 14 научных конференциях: Конференция молодых ученых ИОФ РАН 2014, Школа-семинар «Волны» 2014 и 2018, Международный симпозиум по магнетизму «MISM» (Москва, 2014), Международный симпозиум «Наноп физика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2015 и 2018), International Baltic Conference on Magnetism 2015 (Калининград), IX Международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика - 2015» (Санкт-Петербург), Сессия Российской Академии Наук по физике магнитных явлений (Институт физических проблем им. П. Л. Капицы, 2015), VI Euro-

Asian Symposium «Trends in Magnetism» (Красноярск, 2016), IEEE International Magnetism Conference (2017 и 2018), Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах (Москва, 2018), 12th International Congress on Artificial Materials for Novel Wave phenomena (Metamaterials), (Эспоо, 2018).

Структура и объем работы.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка цитируемой литературы. Общий объем составляет 149 страниц, 68 рисунков, 3 таблицы и 103 библиографические ссылки.

Содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность темы исследований и научная новизна работы, сформулирована цель и задачи работы, описана структура диссертации и изложены основные положения, выносимы на защиту.

Первая глава представляет собой обзор данных из научной литературы о ферритах гранатов, их магнитных и магнитооптических свойствах: представлена историческая справка, описание кристаллической структуры и оптических свойств феррит-граната, а также магнитооптических характеристик феррит-граната и плазмонного кристалла с магнитным слоем из феррит-граната, в том числе описание меридионального интенсивностного магнитооптического эффекта. Кроме того, представлено описание физических принципов магнитомодуляционной магнитометрии, краткий обзор принципов и средств сверхчувствительной магнитометрии. Сведения, приведённые в первой главе, необходимы для понимания содержания следующих четырех глав.

Во **второй главе** теоретически рассматривается задача о воздействии циркулярной намагниченности на собственные моды плазмонного наностержня. Во второй части главы приводится строгий анализ картины собственных мод такой структуры для двух конфигураций: стержня из

ферромагнитного металла в воздухе и стержня из благородного металла помещенного в феррит-гранат (рисунок 1).

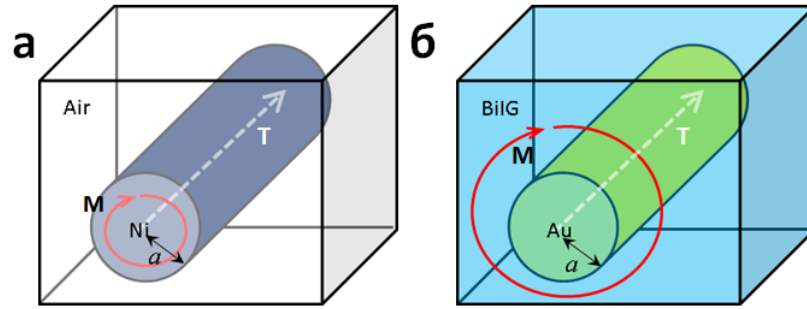


Рис. 1. Рассматриваемые структуры: стержень из никеля в воздухе (а), стержень из золота в феррит-гранате (б). В обеих конфигурациях магнитные элементы намагничены циркулярно (красная линия).

Прежде всего, отметим, что в плоскости поперечного сечения подобной цилиндрической структуры полная намагниченность равна нулю, однако структура обладает отличным от нуля тороидальным магнитным моментом $\mathbf{T}$ [2], то есть

$$\mathbf{T} = 1/2 \int [\mathbf{r} \times \mathbf{M}(r)] d^3r \neq 0$$

где $\mathbf{r}$ – радиус-вектор. Более того, в декартовой системе координат намагниченность неоднородна по пространству, т.е. для гирации имеем $\mathbf{g} = \mathbf{g}(x, y)$. Далее, введя цилиндрическую систему координат с осью z направленной по оси стержня, тензор диэлектрической проницаемости магнитной среды с такой конфигурацией намагниченности можно записать как

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_m & 0 & ig \\ 0 & \varepsilon_m & 0 \\ -ig & 0 & \varepsilon_m \end{pmatrix}$$

Здесь ε_m диэлектрическая проницаемость самого материала. В общем случае цилиндрические моды описываются как $Z(\rho) \exp[i(kz + l\varphi - \omega t)]$, где $Z(\rho)$ цилиндрическая амплитуда, l – целочисленный параметр, который является радиальным волновым числом и порядком моды, а k – волновое число соответствующее распространению вдоль оси z . Записав волновые уравнения для такой структуры и применяя граничные условия, можно получить

дисперсионное уравнение для осесимметричной моды ($l=0$) для магнитного стержня в немагнитной среде:

$$F_1(\omega, k, g) = \frac{\kappa_n}{\varepsilon_n} \frac{K_0(\kappa_n a)}{K_1(\kappa_n a)} + \frac{\kappa_m}{\varepsilon_m} \frac{I_0(\kappa_m a)}{I_1(\kappa_m a)} + \frac{gk}{\varepsilon_m^2} = 0 \quad (1)$$

и для немагнитного металлического стержня в магнитном диэлектрике:

$$F_2(\omega, k, g) = \frac{\kappa_n}{\varepsilon_n} \frac{I_0(\kappa_n a)}{I_1(\kappa_n a)} + \frac{\kappa_m}{\varepsilon_m} \frac{K_0(\kappa_m a)}{K_1(\kappa_m a)} - \frac{gk}{\varepsilon_m^2} = 0 \quad (2)$$

где $\kappa_j^2 = k^2 - k_0^2 \varepsilon_j$, $k_0 = \omega/c$, $j=m$ для случая магнитного материала, а $j=n$ для немагнитного. В (1) и (2) I и K модифицированные функции Бесселя первого и второго рода, а a – радиус стержня. Из данных соотношений следует что $F_j(\omega, -k, g) \neq F_j(\omega, k, g)$, т.е. имеет место различие в условиях распространения собственной волны вдоль положительного и отрицательного направления оси z в присутствии намагниченности (или изменение условий распространения собственной волны вдоль положительного направления при перемагничивании $F_j(\omega, k, g) \neq F_j(\omega, k, -g)$) – магнитооптическая невзаимность.

Далее вводится понятие эффекта магнитооптической невзаимности и его величины для действительной и мнимой части разности волновых чисел, то есть $\Delta k = k(+g, \omega) - k(-g, \omega)$, $\Delta \beta = \beta(+g, \omega) - \beta(-g, \omega)$ и $\Delta \gamma = \gamma(+g, \omega) - \gamma(-g, \omega)$, рассмотрению которого посвящена третья часть второй главы. Вычитая дисперсионные кривые при $+g$ и $-g$ для разных значений радиуса рассчитывается зависимость величины эффекта от частоты при разных радиусах стержней. Выявляется, что с ростом радиуса поведение эффекта становится аналогичным случаю плоской границы (рисунок 2).

Исследование дополнено результатами численного моделирования с помощью программы COMSOL Multiphysics. В конце третьей части главы данные результаты применяются для характеристики эффекта в случае мод высших порядков, которые невозможно рассчитать аналитически.

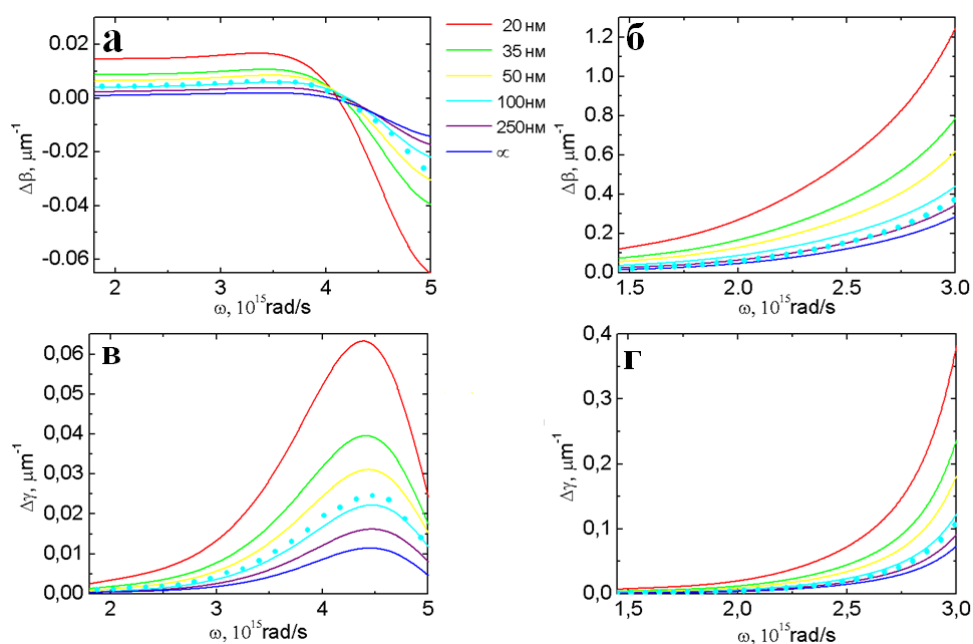


Рис. 2. Эффект магнитооптической невязимности для постоянной распространения β и затухания γ в структуре в виде стержня из никеля в воздухе (а, в) и стержня из золота в ЖИГ (б, г) для разных значений радиуса стержня a . Синяя линия соответствует случаю плоской границы металл/диэлектрик ($a=\infty$). Точками показаны значения, полученные с помощью моделирования методом конечных элементов.

В общем случае выявленный эффект потенциально применим для магнитометрии: соответствующая структура может быть использована для измерения магнитных полей с микронным разрешением, при этом для возбуждения намагниченности по стержню можно пропускать электрический ток а считывания осуществлять с помощью регистрации рассеянного света. Очевидно, что структура в виде золотого стержня, окруженного слоем феррит-граната, для этой задачи подходит лучше ввиду более добротного плазмонного резонанса, который приводит к более сильному эффекту магнитооптической невязимности.

В третьей главе идея эффекта магнитооптической невязимности распространяется на плазмонные моды коаксиальных нановолноводов из благородного металла с заполнением из феррита граната с циркулярной, или, как принято говорить при радиофизическом рассмотрении данной задачи, азимутальной намагниченностью [3]. Рассматриваются плазмонные осесимметричные моды коаксиального и полого цилиндрического

нановолноводов. Для таких мод в магнитной среде внутри волновода справедливо волновое уравнение:

$$\rho^2 \frac{\partial^2 H_\varphi}{\partial \rho^2} + \rho \frac{\partial H_\varphi}{\partial \rho} + (\kappa_m'^2 \rho^2 + \frac{gk\rho}{\varepsilon_m} - 1) H_\varphi = 0 \quad (3)$$

Здесь $\kappa_m'^2 = k_0^2 \varepsilon_m - k^2$ действительное число, а H_φ угловая компонента распределения поля моды, ρ радиальная координата цилиндрической системы координат. Делая замену $H_\varphi = C \rho \exp(-\kappa_m \rho) \zeta(\xi)$, где $\xi = 2\rho\kappa_m$ а C – некоторая функция, которая не зависит от ρ , уравнение (3) можно свести к уравнению Куммера [4]:

$$\xi \frac{\partial^2 \zeta(\xi)}{\partial \xi^2} + (3 - \xi) \frac{\partial \zeta(\xi)}{\partial \xi} - \left(\frac{3}{2} - \frac{gk}{2\varepsilon_m \kappa_m} \right) \zeta(\xi) = 0$$

а поле H_φ моды TM_{0p} представимо в виде:

$$H_\varphi = B_1 \rho \exp(-\kappa_m \rho) M(G, 3, 2\kappa_m \rho) + B_2 \rho \exp(-\kappa_m \rho) U(G, 3, 2\kappa_m \rho) \quad (4)$$

Здесь $C = C(\omega, k)$ и обладает размерностью см^{-1} , а $G = 3/2 - gk/2\varepsilon_m \kappa_m$. Как видно из соотношения (4), тороидальный магнитный момент влияет не только на скорость распространения волноводной моды, но и на распределение ее электромагнитного поля, поскольку величина $(3/2 - gk/2\varepsilon_m \kappa_m)$ в общем случае отлична от $3/2$ и распределение поля будет не Бесселевым. Однако, поскольку типичное значение гирации для феррит-граната имеет порядок 10^{-2} , этим влиянием можно пренебречь (рисунок 3).

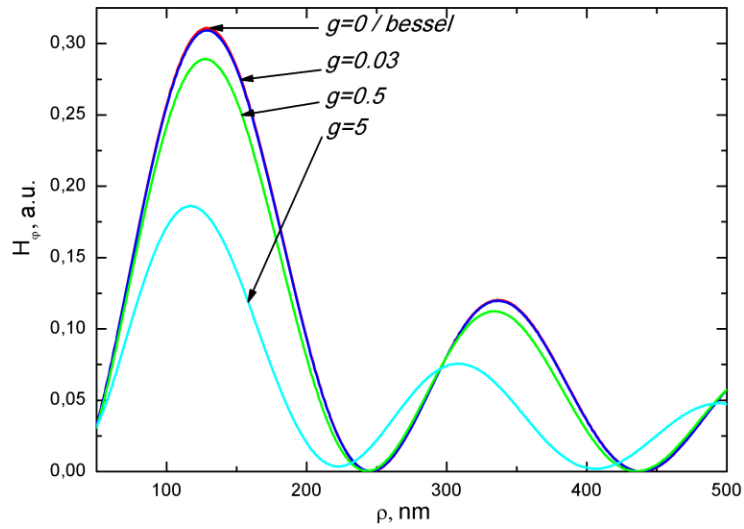


Рис. 3. Распределение магнитного поля осесимметричной моды в условных единицах вдоль радиуса коаксиального намагниченного нановолновода при разных значениях величины гирации.

С учетом этого обстоятельства используя граничные условия можно рассчитать дисперсию собственных осесимметричных мод коаксиального и полого цилиндрического плазмонных нановолноводов в присутствии азимутальной намагниченности (рисунок 4).

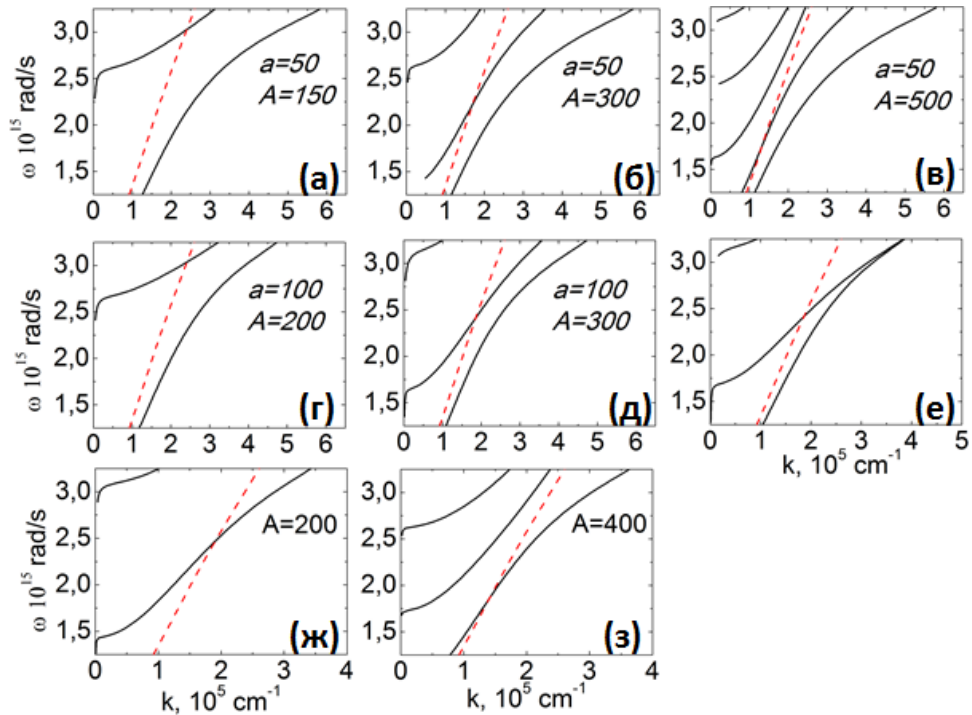


Рис. 4. Дисперсионные кривые для коаксиального нановолновода (а, б, в, г, д), цилиндрического волновода (ж, з) и простого планарного волновода (е) типа металл-диэлектрик-металл. Расчет произведен для положительного направления T . Красной пунктирной линией показана линия света $\omega = c\beta/\sqrt{\varepsilon_m}$, размеры соответствуют радиусу A внешнего и a внутреннего a цилиндров.

Красная пунктирная линия $\omega = c\beta/\sqrt{\varepsilon_m}$ соответствует точкам (ω, k) , для которых $\kappa'_m{}^2 = 0$ и разделяет плоскость ω - k на область плазмонных решений I ($\text{Re}(\kappa'_m) = 0$: под линией света) и область волноводных решений II ($\text{Re}(\kappa'_m) \neq 0$: над линией света). В данных областях присутствует три типа мод (решений): «внутренний» поверхностный плазмон поляритон (ППП) который локализован на границе между цилиндрическим сердечником волновода и магнитной средой (1) – «чисто» плазмонное решение; цилиндрические волноводные моды, распространяющиеся между двумя металлическими стенками вдоль волновода (2), и третий тип (3) – гибридная мода, которая связана с границей раздела между внешней стенкой волновода и магнитной средой (рисунок 5). Гибридная мода характеризуется и плазмонными и волноводными свойствами и аналогична антисимметричной моде из теории планарных волноводов типа металл-диэлектрик-металл (МДМ) [5]. «Внутренний» же ППП аналогичен симметричной моде. Как видно из рисунков 4 а, б, в, г, д, ж, з гибридная мода частично принадлежит к волноводной области решений, а частично – к плазмонной, что полностью аналогично теории МДМ структур [5,6]. Дисперсия мод высших порядков была рассчитана с помощью моделирования методом конечных элементов.

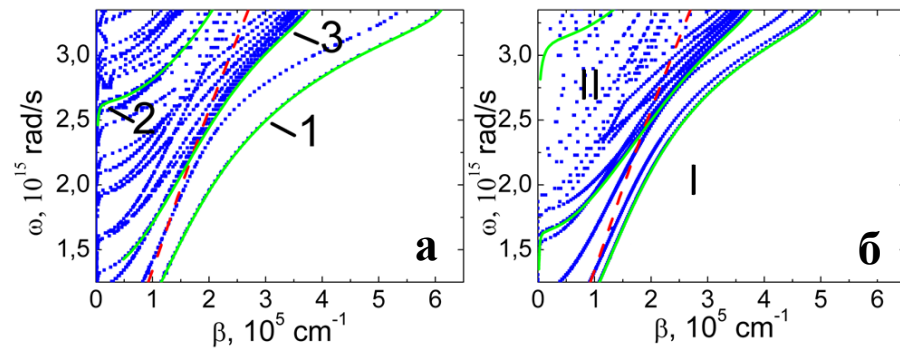


Рис. 5. Дисперсионные кривые для собственных мод коаксиального волновода с $A=300$ и $a=50$ (а) и $a=100$ (б). Зеленая кривая – результат решения дисперсионного уравнения, красная пунктирная линия – линия света, точками показаны значения дисперсии для мод, полученные с помощью моделирования методом конечных элементов. В области плазмонных решений I и волноводных решений II лежат плазмонные моды (1) и волноводные моды (2). Гибридная мода (3) частично принадлежит к каждой области решений.

Как показывает расчет, приведенный во второй части третьей главы, для исследуемых структур также наблюдается эффект магнитооптической невязимости. Причем для мод разного типа он ведет себе по-разному в зависимости от изменения геометрических параметров.

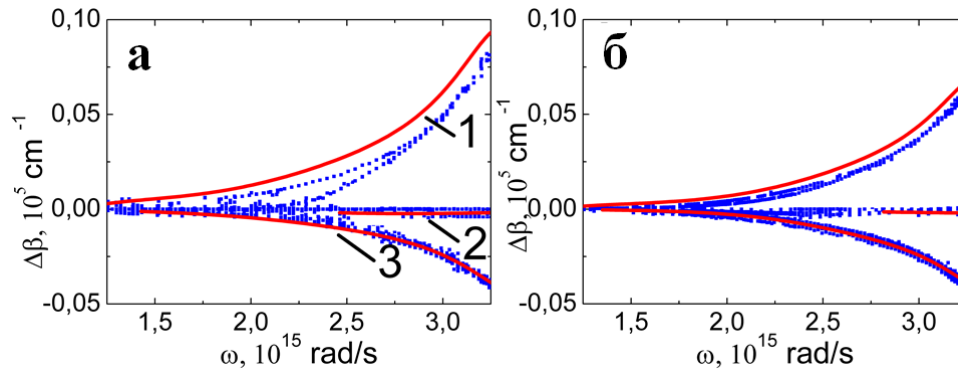


Рис. 6. Эффект магнитооптической невязимости для постоянной распространения β в коаксиальном нановолноводе с радиусом $A=300$ нм при $a=50$ нм (а) и 100 нм (б). Синие точки соответствуют значениям, полученным с помощью моделирования.

В третьей части приведен анализ поведения эффекта с частотой при разных геометрических параметрах (рисунок 6 и 7). Эффект магнитооптической невязимости приобретает максимальные значения для ППП, локализованного на поверхности внутренней стенки волновода (1). Для гибридной моды (3) эффект меньше, но остается значительным, по сравнению с эффектом для волноводных мод (2). Более того, эффект для плазмонной моды и для гибридной моды разных знаков. На рисунке 7 представлена величина эффекта для постоянной распространения и затухания $\Delta\beta(\omega)$ и $\Delta\gamma(\omega)$ при $A=150, 200, 300$ и 500 нм для коаксиального (а, в) и цилиндрического (б, г) волноводов. Из предыдущего рисунка (рисунок 6) можно убедиться, что изменяя радиус внутреннего цилиндра a можно управлять эффектом на плазмонной моде – в частности, увеличивать его уменьшая радиус, что полностью согласуется с эффектом для простых цилиндрических наностержней. На эффект для гибридной моды влияет изменение внешнего радиуса A коаксиального волновода. Однако здесь картина, противоположная случаю плазмонной моды: с увеличением внешнего радиуса A эффект (по модулю) увеличивается. Для простого

цилиндрического волновода (в, г) картина эффекта полностью аналогична случаю гибридной моды в коаксиальном волноводе, тем не менее, эффект здесь больше и растет быстрее с увеличением радиуса. При низких же частотах зависимость эффекта от радиуса инвертируется, и он начинает уменьшаться с ростом радиуса.

Для волноводных мод эффект магнитооптической невязимности почти не меняется с изменением радиуса во всех случаях, по сравнению со случаем плазмонной и гибридной моды.

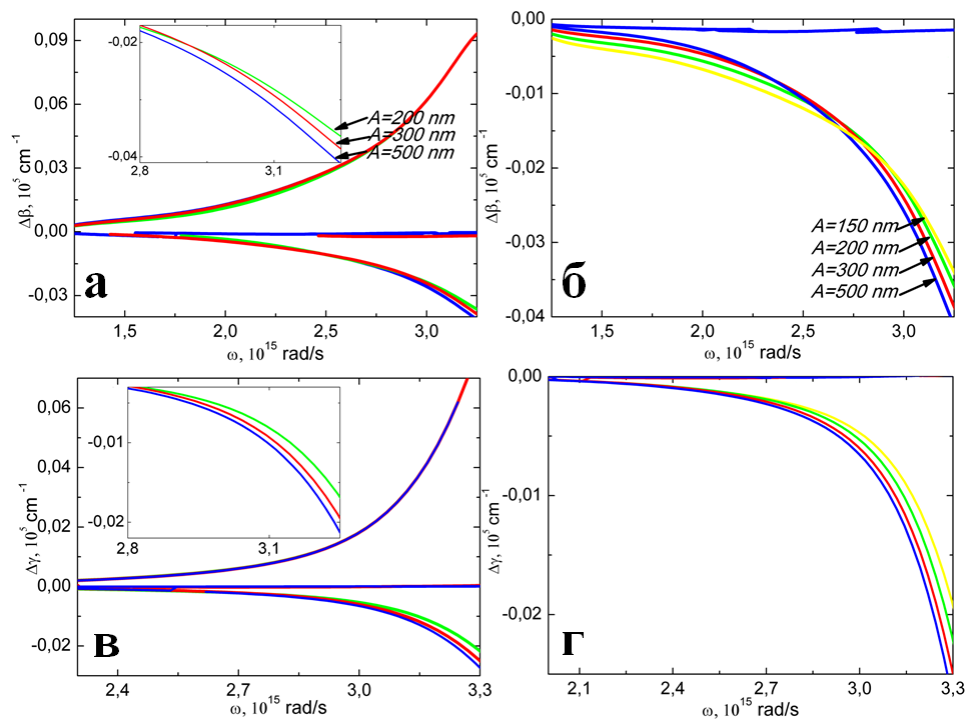


Рис. 7. Эффект Магнитооптической Невзаимности для постоянной распространения β и затухания γ в коаксиальных (а, в) и простых цилиндрических (б, г) нановолноводах при различных значения радиуса A .

В контексте физических принципов магнитосенсорики следует заметить, что для метода измерения магнитного поля, использующего рассмотренную волноводную структуру с управляемой оптической невязимностью, можно будет уже не привлекать хорошо известные нам магнитооптические эффекты, а достаточно измерить изменение скорости света, проходящего через такой волновод, помещенный в магнитное поле.

В четвертой главе продемонстрировано измерение слабого магнитного поля от биологического объекта с помощью магнитомодуляционного сенсора магнитного поля для выявления предельных возможностей феррозондовой магнитометрии, использующей плёнки феррита-граната. В первой части главы приводятся общие сведения о биомагнетизме и биомагнитных измерениях, в том числе магнитокардиографии (МКГ); обсуждаются основные аспекты постановки эксперимента по регистрации биомагнитного сигнала с помощью магнитомодуляционного сенсора с высокой чувствительностью.

Во второй части четвертой главы для общего понимания приводятся уже известные сведения о физических и технологических аспектах, влияющих на предельную чувствительность магнитомодуляционного сенсора, использующего чувствительный элемент из феррит-граната. Поскольку важным фактором, определяющим чувствительность, являются параметры материала, проводится численная оценка предельной чувствительности метода измерения магнитного поля, использующего материал чувствительного элемента с параметрами феррита-граната. Записав функцию Лагранжа [7], диссипативную функцию Релея и потенциальную энергию для магнитного момента в плоской магнитной пленке, можно получить уравнение Ланжевена для флуктуации угла θ выхода намагниченности из плоскости пленки:

$$(\alpha^2 + 1)\dot{\theta} + 4\pi\alpha\gamma M_s \theta = \alpha\gamma H_{Tx} + \gamma H_{Ty}$$

где α параметр затухания Гильберта, γ – гиромагнитное отношение, M_s – намагниченность насыщения, а H_{Tx} и H_{Ty} – компоненты вектора шумового магнитного поля $\mathbf{H}_T$. Далее, учитывая, что случайная сила $F(t) = \alpha\gamma H_{Tx} + \gamma H_{Ty}$ является дельта-коррелированной, то есть $\langle F(t_1)F(t_2) \rangle = B\delta(t_1 - t_2)$ и применяя теорему о равномерном распределении энергии

по степеням свободы к магнитной системе, можно получить выражение для

$\langle |H_{Ty}|^2 \rangle$ в полосе Δf :

$$\langle |H_T|^2 \rangle = \frac{4k_B T \alpha}{\gamma M_s V} \Delta f \quad (5)$$

Для квадратной пленки феррита-граната с размерами $V=2 \times 2 \times 0.001$ см³, полем насыщения материала $4\pi M_s=1750$ Гс, $\alpha=0.01$, $\gamma=1.73 \times 10^7$ Гс⁻¹с⁻¹ в полосе 1 Гц при комнатной температуре соотношение (5) дает 1 фТл/Гц^{1/2}. Для пленок с $\alpha=10^{-4}$ предельный уровень чувствительности будет уже около 0.1 фТл/Гц^{1/2}. Минимальный уровень шума, полученный при участии автора настоящей работы для магнитомодуляционного сенсора на основе пленки феррита-граната в эксперименте в магнитоэкранирующей комнате в 1000 раз превышает полученное значение (рис. 8).

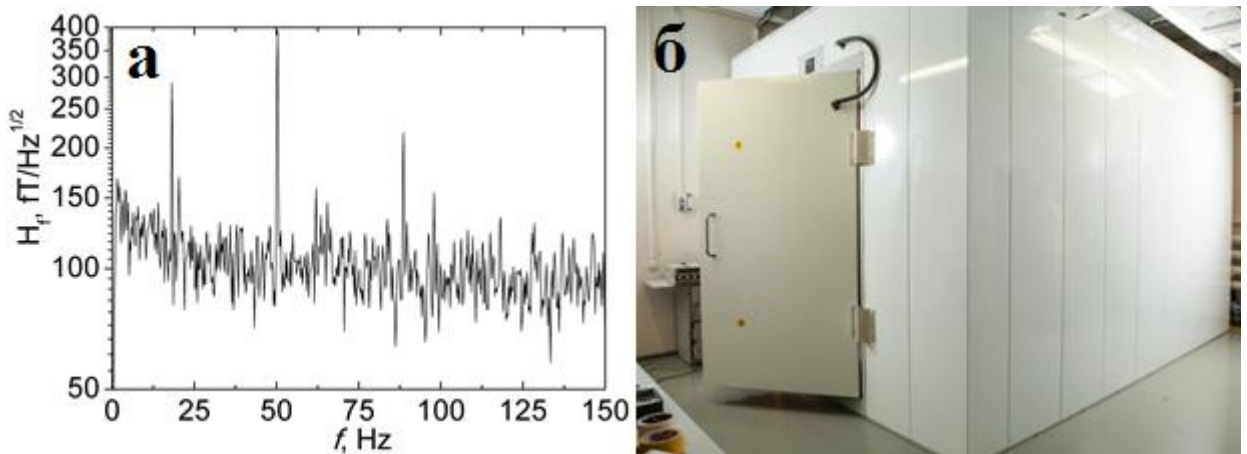


Рис. 8. Шумовая характеристика магнитомодуляционного сенсора (а) с чувствительным элементом из феррит-граната в виде диска с трехступенчатым профилем диаметром около 2 см, измеренная внутри магнитоэкранирующего помещения (б).

В третьей части главы подробно описана схема эксперимента по измерению магнитного поля сердца мелкого лабораторного животного и человека. Измерения проводились в условиях магнитного экранирования для двух плоскостных взаимно перпендикулярных компонент магнитного поля сердца, лежащих в плоскости пленки-чувствительного элемента сенсора, с синхронной регистрацией электрокардиограммы (ЭКГ) от двух отведений.

В четвертой части главы представлены основные результаты эксперимента по измерению МКГ лабораторного животного – здоровой крысы (рисунок 9).

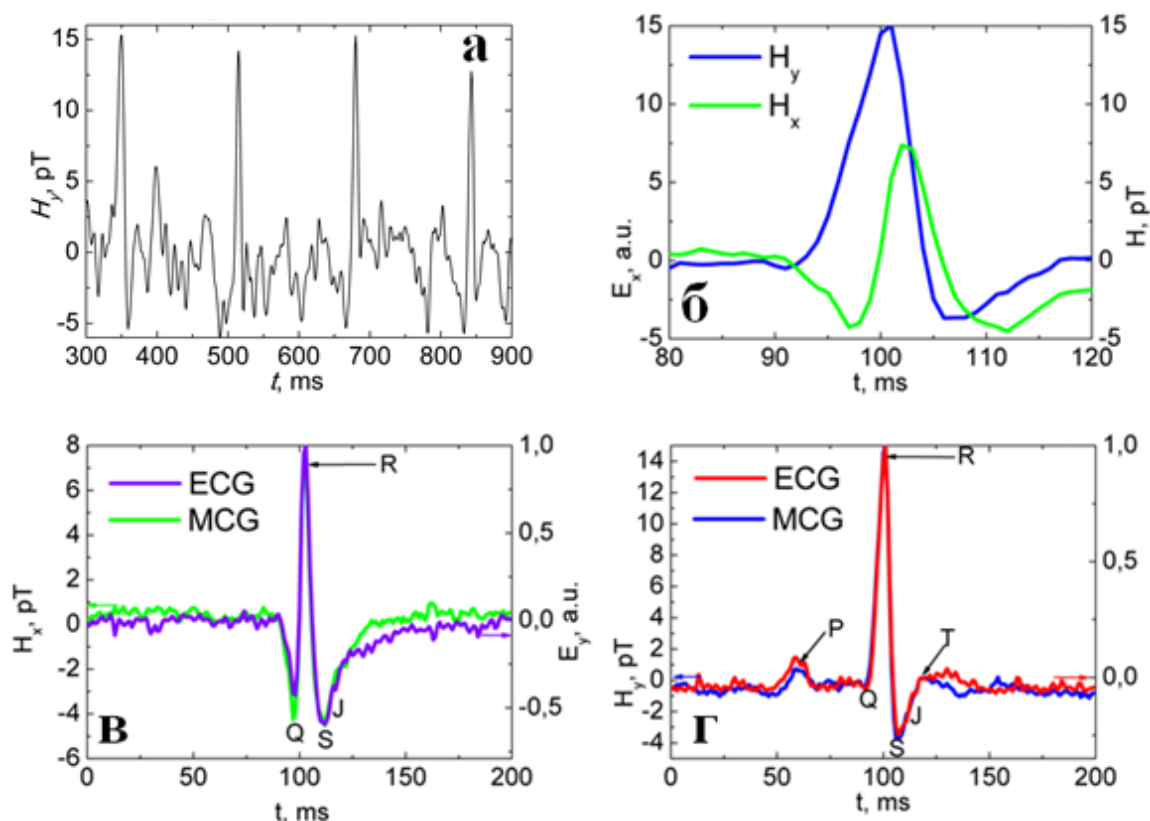


Рис. 9. Результат измерения МКГ сигнала здоровой крысы: (а) без усреднения; с усреднением для обеих плоскостных компонент (б), и их сравнение с вертикальным (в) и горизонтальным (г) отведениями сигнала ЭКГ.

Важно отметить, что согласно результатам эксперимента вертикальное отведение ЭКГ совпадает с горизонтальной компонентной магнитного поля, а горизонтальное отведение ЭКГ совпадает с вертикальной компонентной магнитного поля. Это является общеизвестным фактом в магнитокардиографических исследованиях человека: вектор магнитного поля сердца здорового человека в каждый момент времени повернут на 90° относительно вектора электрического поля сердца [8]. Подтверждение данного факта результатами проведенного эксперимента говорит об адекватности подхода и достоверности полученных результатов.

В пятой, заключительной части четвертой главы обсуждаются результаты эксперимента по регистрации магнитного поля сердца человека.

Основным здесь является картина пространственного распределения магнитного сигнала от сердца человека для трех компонент вектора магнитного поля сердца, которую предыдущим исследователям удавалось получить только с помощью специальных трёхкомпонентных СКВИД-магнитометров. В частности, полученное пространственное распределение для трех компонент и модуля вектора магнитного поля сердца человека в момент времени, соответствующий R пику (рисунок 10) согласуется с результатами, известными в магнитокардиографии [9].

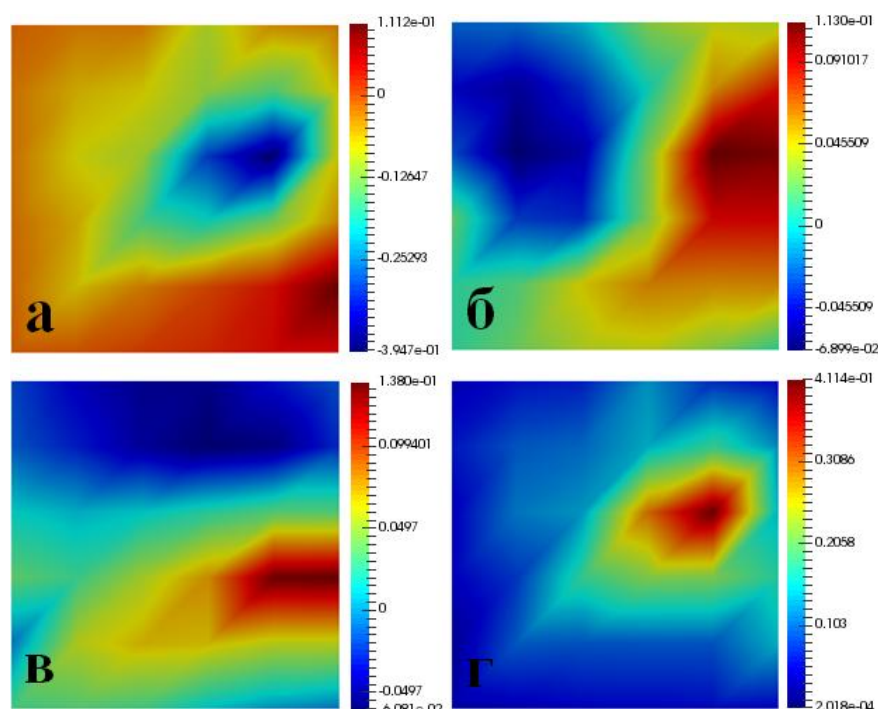


Рис. 10. Пространственная карта МКГ: распределения значений магнитного поля сердца человека для компонент H_x (а), H_y (б), H_z (в) и модуля (г) в момент времени, соответствующий R-пику.

В пятой главе рассматривается вопрос совместного использования преимуществ метода магнитомодуляционной магнитометрии на основе магнитного элемента из феррита-граната и плазмонной наноструктуры. Первая часть главы носит вводный характер и рассматривает различные трудности, связанные с магнитооптической магнитометрией. Предлагается новый метод измерения магнитных полей с большим пространственным разрешением, использующий плазмонный кристалл с магнитным слоем

феррит-граната и меридиональный интенсивностный магнитооптический эффект.

Во второй части приведена основная информация об экспериментальных образцах плазмонных кристаллов, которые предлагается использовать для экспериментальной реализации метода. На первом этапе были выбраны 4 магнитные пленки, на поверхность каждой из которых был нанесен массив из золотых решеток с различными параметрами (рисунок 11).

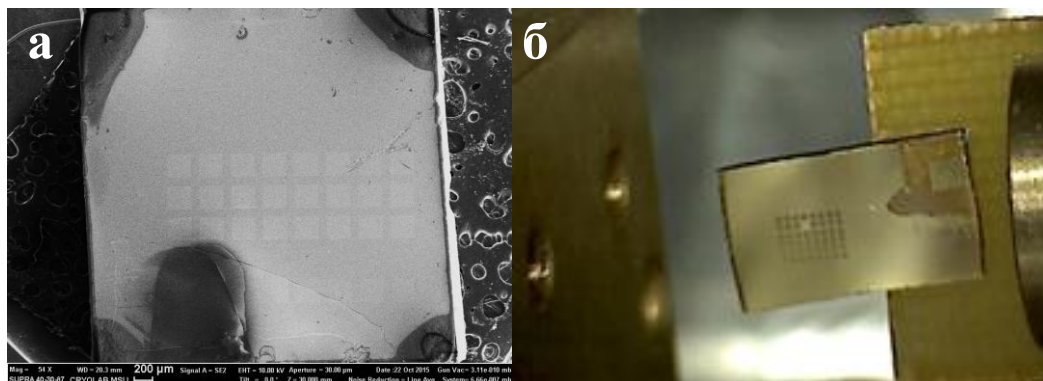


Рис. 11. Фотографии образцов 2 (а) и 4 (б) под микроскопом. Хорошо виден массив решеток.

Таблица 1. Параметры образцов

Название	Состав магнитной пленки	Удельный угол фарадеевского вращения, град/мкм	Толщина, мкм	Диапазон периода решеток, нм
Образец 1	$\text{Bi}_{0.9}\text{Gd}_{2.1}\text{Fe}_{4.41}\text{Sc}_{0.59}\text{O}_{12}$	1.38	1.9	320-340
Образец 2	$\text{Bi}_{1.24}\text{Gd}_{1.9}\text{Yb}_{0.026}\text{Fe}_{4.69}\text{Sc}_{0.34}\text{Pt}_{0.016}\text{O}_{11.79}$	1.6	2.1	500-710
Образец 3	$\text{Bi}_{0.9}\text{Y}_{1.2}\text{Lu}_{0.9}\text{Fe}_{4.2}\text{Sc}_{0.8}\text{O}_{12}$	1.3	1.6	315-364
Образец 4	$\text{Bi}_{1.1}\text{Y}_{0.9}\text{Lu}_{1.0}\text{Fe}_{4.5}\text{Sc}_{0.5}\text{O}_{12}$	1.22	0.6	315-364

Далее приводятся параметры образцов (Таблица 1), схема эксперимента по регистрации коэффициента прохождения и меридионального интенсивностного магнитооптического эффекта и результаты, которые соответствуют плазмонным кристаллам, обладающим максимальной величиной эффекта.

В третьей части пятой главы приведена общая теория предлагаемого метода. Учитывая, что меридиональный интенсивностный эффект квадратичен по намагниченности [10], для интенсивности излучения, принятого фотодетектором, I_D можно записать:

$$I_D = I_0 T = I_0 T_0 \left(1 + \left(\frac{M_x(t)}{M} \right)^2 \delta \right) \quad (6)$$

Здесь I_0 – излучение, падающее на образец, T – коэффициент прохождения образца, T_0 – коэффициент прохождения образца в отсутствии намагниченности, M_x – проекция намагниченности на ось x , направленную перпендикулярно щелям решетки плазмонного кристалла, M – модуль вектора намагниченности ($0 \leq M_x \leq M$), δ – величина меридионального интенсивностного эффекта, при намагничивании образца вдоль оси x до насыщения (при $M_x = M$). Соотношение (6) описывает модуляцию коэффициента прохождения T плазмонного кристалла, регистрируя которую можно найти проекцию намагниченности M_x . Выражая ее через компоненты вращающего и измеряемого магнитного поля с учетом одноосной и кубической анизотропии и размагничивающего поля можно получить представление для коэффициента прохождения T в виде разложения по временным гармоникам. При этом выявляется, что измеряемое поле дает вклад в соотношение для третьей гармоники:

$$\tilde{T}_3(t) = -\delta T_0 \left(\frac{h_x}{2H} \cos(3\omega t) + \frac{h_y}{2H} \sin(3\omega t) \right)$$

Поскольку ток фотодетектора J равен количеству электронов, выбиваемых фотонами в единицу времени, то есть

$$J = \frac{\eta e \lambda}{2\pi c \hbar} I_D$$

для амплитуды третьей гармоники напряжения на фотодетекторе получаем:

$$U_3 = R_\eta \eta \frac{e}{4\pi c \hbar} \lambda I_0 T_0 \delta \frac{h}{H} \quad (7)$$

Соотношение (7) описывает связь между основными экспериментальными параметрами, связанными с методом: коэффициентом прохождения плазмонного кристалла, величиной эффекта, величиной вращающего H и измеряемого поля h , интенсивностью и длиной волны излучения лазера λ и регистрируемым параметром. Важно отметить, что согласно теории метод линеен по магнитному полю и его чувствительность пропорциональна не просто величине эффекта, а ее произведению на коэффициент прохождения плазмонного кристалла.

Далее используя представление для шума измерительной системы в следующем виде:

$$J_{n3} = \sqrt{2e\langle J \rangle \Delta f} + \nu \langle J \rangle \sqrt{\Delta f}$$

где $\langle J \rangle$ - средний ток фотоприемника, ν относительная амплитуда шумовой модуляции интенсивности лазера [11], и тот факт, что среднее значение коэффициента прохождения плазмонного кристалла равно нулевой гармонике, приводится выражение для электромагнитного шума измерительной системы в полосе Δf в терминах шума магнитометра:

$$h_{Em} = \frac{2H}{\delta} \left(\sqrt{\frac{4\pi c \hbar}{\eta \lambda I_0 T_0} \left(1 + \frac{\delta}{2} \right)} + \nu \left(1 + \frac{\delta}{2} \right) \right) \sqrt{\Delta f} \quad (8)$$

Соотношение (8) позволяет оценить предельную чувствительность метода.

В четвертой части приводится описание и основной результат эксперимента по регистрации пробного магнитного поля с помощью простейшей схемы реализации предложенного метода (рисунок 12).

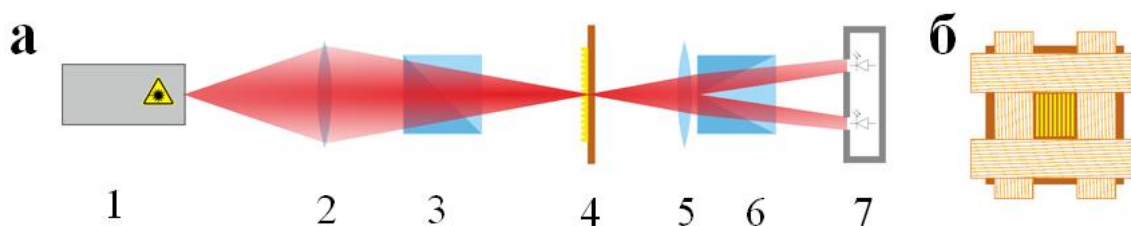


Рис. 12. Оптическая схема эксперимента по регистрации тестового магнитного поля с помощью меридионального магнитооптического интенсивностного эффекта в плазмонном кристалле (а). Монохроматическое излучение от диодного лазера 1 фокусируется линзой 2 на образце 4, проходя через поляризатор 3. Излучение с линейной поляризацией 45° проходит через образец 4 а затем с помощью линзы 5 и призмы Волластона 6 расщепляется на пучок с вертикальной и пучок с горизонтальной поляризацией и регистрируются балансным детектором 7. Вставка (б) демонстрирует схему элемента 4 состоящего из плазмонного кристалла и катушек Гельмгольца. Вращающее и измеряемое магнитные поля направлены в плоскости, перпендикулярной оптической оси установки.

Основной результат представлен на рисунке 13. В качестве экспериментальных образцов были выбраны 4 плазмонных кристалла, обладающие максимальными значениями меридионального интенсивностного магнитооптического эффекта: плазмонный кристалл с периодом решетки 340 нм (синяя линия, здесь и далее 1-40) и величиной эффекта 28%; плазмонный кристалл в образце 1 с периодом решетки 335 нм (красная линия, здесь и далее 1-35) и величиной эффекта в 9%; плазмонные кристаллы в образце 3 (зеленая линия) и в образце 2 (розовая линия со значениям эффекта в 7% и 4% соответственно. Маркерами на рисунке обозначены величины сигнала фотодетектора, полученные при разных значениях тестового поля. Лучший результат по чувствительности 2.4 нТл зарегистрирован в эксперименте с образцом 1-35. Для образца 3 чувствительность составила 2.9 нТл. В эксперименте с образцом 2 чувствительность составила 6 нТл, причем пороговый отклик по напряжению совпадает с уровнем шумов схемы. Для образца 1-40, характеризующегося рекордным значением меридионального интенсивностного эффекта максимальная чувствительность составила 8.5 нТл, причем такой результат

объясняется большим уровнем шумов измерительной системы в данном эксперименте, чем в трех предыдущих.

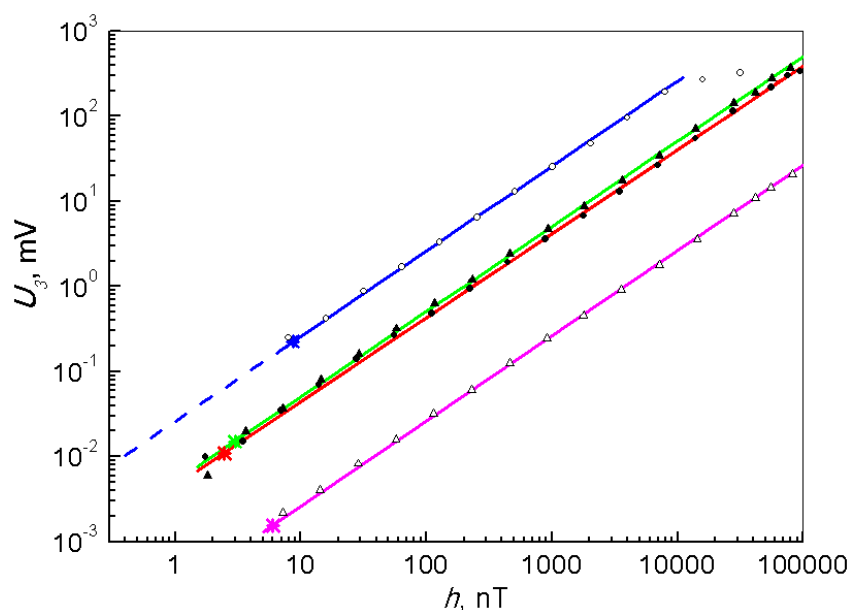


Рис. 13. Результат регистрации тестового магнитного поля в четырех экспериментах с разными плазмонными кристаллами. Частота измеряемого поля h составляет 515 Гц.

Как видно из рисунка 13, соотношение (7) подтверждается экспериментально: сигнал фотоприемника линейно зависит от величины измеряемого поля h . Далее, используя соотношение для шумов (8) можно оценить предельную чувствительность схемы реализации метода при нулевом шуме лазера. Расчет показывает что для образцов 1-35 и 3 она составит около $40 \text{ пТл/Гц}^{1/2}$ в то время как для образца 1-40 $10 \text{ пТл/Гц}^{1/2}$ что находится на уровне шума большинства промышленных магнитометров-феррозондов. При этом, учитывая что площадь решетки $250 \times 250 \text{ мкм}^2$ пространственное разрешение метода должно быть около 250 мкм. Далее, приводится шумовая характеристика метода, из которой можно сделать заключение что чувствительность слабо падает с уменьшением частоты измеряемого поля.

Таким образом, в последней главе предложен новый магнитомодуляционный метод измерения магнитных полей с большим пространственным разрешением и значительной чувствительностью, опирающийся на открытый недавно меридиональный интенсивностный

магнитооптический эффект и использующий плазмонный кристалл со слоем из феррит-граната.

В **заключении** сформулированы основные результаты работы:

1. Решена задача о воздействии циркулярной намагниченности (тороидального магнитного момента) на собственные моды цилиндрического металлического наностержня в диэлектрике. Выявлен эффект магнитооптической невзаимности, заключающийся в изменении условий распространения и затухания поверхностного плазмон-поляритона вдоль стержня при перемагничивании системы. Установлено, что в наностержнях из благородного металла, помещенных в феррит-гранат, эффект на порядок больше, чем в наностержнях такого же размера из ферромагнитного металла в воздухе. Эффект монотонно возрастает с частотой и увеличивается с ростом кривизны поверхности (уменьшением радиуса стержня), достигая максимальных значений для стержня радиусом 20 нм.
2. Решена задача о воздействии азимутальной намагниченности (тороидального магнитного момента) на плазмонные моды цилиндрического коаксиального нановолновода из золота с наполнением из феррита-граната и проведена классификация мод в такой структуре. Выявлено, что максимальный эффект магнитооптической невзаимности достигается для двух типов мод: цилиндрические плазмон-поляритоны, локализованные на внутреннем стержне, и гибридные моды, обладающие свойствами как плазмонных, так и волноводных мод и локализованные на поверхности внешней стенки. Для гибридных мод эффект в 2 раза меньше, чем для обычных цилиндрических плазмонных мод. Кроме того, для мод третьего типа - цилиндрических волноводных мод эффект на порядок ниже, чем для плазмонных. Эффект так же монотонно возрастает с частотой, при этом его величину можно изменять для каждого типа мод за счет

варьирования внутреннего и внешнего радиусов коаксиального волновода.

3. В целом рассмотрена картина взаимодействия поверхностных плазмон-поляритонов в криволинейной конфигурации с циркулярной намагниченностью и выявлено преимущество такой магнитооптической конфигурации перед планарной конфигурацией, которая имеет место в случае плазмонного кристалла. Выявлено, что эффект магнитооптической невзаимности для поверхностных плазмон-поляритонов на плоскости в 2-5 раз меньше, чем для цилиндрического плазмона и возрастает во всех случаях монотонно с частотой собственной моды. Влияние тороидального магнитного момента на распределение поля собственной объемной цилиндрической волны (для случая коаксиального волновода) пренебрежимо мало
4. Рассчитано предельное значение чувствительности для магнитомодуляционного метода измерения магнитного поля, использующего феррит-гранат в качестве материала сердечника: для квадратного образца размером $2 \times 2 \times 0.001 \text{ см}^3$ с рекордно низким параметром затухания Гильберта (10^{-4}) без учета влияния формы оно составляет 0.1 фТл в полосе 1 Гц.
5. Впервые в биомagnetизме экспериментально измерено слабое магнитное поле от сердца мелкого лабораторного животного (крысы) с помощью сенсора магнитного поля, использующего плёнку феррита-граната и работающего по магнитомодуляционной схеме регистрации магнитного поля. При уровне шума сенсора около $100 \text{ фТл/Гц}^{1/2}$ значение сигнала, наблюдаемого без усреднения в реальном времени составляет около 1-15 пТл.
6. Дополнительно выявлены и продемонстрированы пространственные и векторные возможности феррозондовой магнитометрии, основанной на микроструктуре из феррита-граната: измерено пространственное

распределение компонент вектора магнитного поля сердца человека (карта МКТ).

7. Впервые продемонстрирована магнитооптическая регистрация магнитного поля с помощью магнитоплазмонного кристалла и магнитооптического интенсивностного меридионального эффекта. При этом уровень чувствительности составил 2 нТл в полосе 1 Гц с пространственным разрешением 250 мкм.
8. Выявлено, что уровень полезного сигнала на фотодетекторе в магнитооптическом методе измерения магнитного поля с помощью плазмонного кристалла пропорционален произведению величины меридионального интенсивностного эффекта, коэффициента прохождения плазмонного кристалла и величины интенсивности падающего излучения, а чувствительность метода возрастает с увеличением эффекта и при низких шумах лазера должна выйти на уровень несколько сотен пТл.

Основные результаты диссертационной работы отражены в публикациях в научных изданиях, рекомендованных ВАК:

1. N.A. Gusev, V.I. Belotelov, A.K. Zvezdin. Surface plasmons in nanowires with toroidal magnetic structure //Optics letters. – 2014. – Т. 39. – №. 14. – С. 4108-4111.
2. N.A. Gusev et al. Magneto-optical coaxial waveguide with toroidal magnetization //JOSA B. – 2016. – Т. 33. – №. 8. – С. 1789-1795.
3. П.М. Ветошко, Н.А. Гусев и др. Магнитомодуляционный сенсор магнитного поля на базе пленок феррита-граната для магнитокардиографических исследований //Письма в Журнал технической физики. – 2016. – Т. 42. – № 16. – С.64-71.

4. П.М. Ветошко, Н.А. Гусев и др. Регистрация магнитокардиограмм крыс с помощью сенсора магнитного поля на основе феррит-гранатовых пленок //Медицинская техника. – 2016. – №. 4. – С. 15-18.
5. Н.А. Гусев и др. Сверхчувствительный векторный магнитометр для картографических измерений в кардиографии //Медицинская техника. – 2017. – №. 3. – С. 5-8.
6. G. Knyazev, P. Kapralov, N. Gusev et al. Magnetoplasmonic crystals for highly sensitive magnetometry //ACS Photonics. – 2018. – Т. 5. – №. 12. – С. 4951-4959.

Список цитируемой литературы

- [1]. Foner S. Review of magnetometry //IEEE Transactions on Magnetics. – 1981. – Т. 17. – №. 6. – С. 3358-3363.
- [2]. Kalish A. N., Belotelov V. I., Zvezdin A. K. Optical properties of toroidal media //Proc. SPIE. – 2007. – Т. 6728. – С. 67283D.
- [3]. Ivanov K. P., Georgiev G. N. Some properties of the circular waveguide with azimuthally magnetized ferrite //Journal of applied physics. – 1990. – Т. 67. – №. 10. – С. 6529-6537.
- [4]. A. Cuyt et. al. Handbook of continued fractions for special functions (Springer Science & Business Media, 2008), p 320
- [5]. P. Ginzburg et al., "Gap plasmon polariton structure for very efficient microscale-to-nanoscale interfacing.", Opt. let. 31.22, 3288-3290 (2006)
- [6]. R.L. Chern et al., "Analysis of surface plasmon modes and band structures for plasmonic crystals in one and two dimensions." Phys. Rev. E 73(3), 036605 (2006)
- [7]. Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах - «Мир», 1977, С.98.
- [8]. Wikswo J. P. The theory and application of magnetocardiography //Cardiograms: Theory and applications.(A 80-24347 08-54) Basel, S. Karger AG, 1979,. – 1979. – С. 1-67.

- [9]. Полякова И. П. Магнитокардиография: историческая справка, современное состояние и перспективы клинического применения// Креативная кардиология. 2011. № 2. С. 103-133.
- [10]. Belotelov V. I. et al. Plasmon-mediated magneto-optical transparency //Nature communications. – 2013. – Т. 4.
- [11]. Грибковский В. П. Полупроводниковые лазеры. – 1988., С.169.