

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА  
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

*на правах рукописи*

**Ромодина Мария Николаевна**

**Микромеханика магнитных частиц в лазерных  
ловушках и магнитооптические эффекты  
при возбуждении блоховских поверхностных волн**

01.04.21 – Лазерная физика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2017

Работа выполнена на кафедре квантовой электроники физического факультета МГУ имени М.В.Ломоносова

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,  
профессор **Федянин Андрей Анатольевич**

Официальные оппоненты: **Райхер Юрий Львович**, доктор физико-математических наук, профессор,  
Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук — филиал  
Федерального государственного бюджетного учреждения науки Пермского федерального исследовательского центра, заведующий лабораторией

**Федотов Андрей Борисович**,  
кандидат физико-математических наук, доцент,  
МГУ имени М.В.Ломоносова, Физический факультет, Кафедра общей физики и волновых процессов, доцент физического факультета

**Грановский Александр Борисович**,  
доктор физико-математических наук, профессор,  
МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Кафедра магнетизма, профессор физического факультета

Защита диссертации состоится «    » \_\_\_\_\_ 2018 г. в \_\_\_\_\_ на заседании диссертационного совета МГУ.01.13 Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62, корпус нелинейной оптики, аудитория им. С. А. Ахманова.

E-mail: [diss.sov.31@physics.msu.ru](mailto:diss.sov.31@physics.msu.ru)

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский пр-т, д. 27) и на сайте ИАС «ИСТИНА» [https://istina.msu.ru/dissertation\\_councils/councils/33919655/](https://istina.msu.ru/dissertation_councils/councils/33919655/).

Автореферат разослан «    » \_\_\_\_\_ 20\_\_ г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета МГУ.01.13,  
кандидат физико-математических наук

А.А. Коновко

## Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена исследованию явлений, обусловленных воздействием внешнего магнитного поля на магнитные микрочастицы в лазерных ловушках и блоховские поверхностные электромагнитных волны в магнитофотонных кристаллах.

Магнитное поле активно используется для управления микроустройствами, такими как микродвигатели, микроскопические перемешиватели и локальные сенсоры свойств жидкой среды. Применение магнитного поля для управления микросистемами имеет ряд преимуществ перед другими способами, а именно: простота применения, большая глубина проникновения в биологические ткани и неинвазивность воздействия на живой организм. Приложение магнитного поля к магнитным микрочастицам позволяет управлять силами взаимодействия, возникающими между отдельными микрочастицами, и ориентацией микрочастиц в пространстве. С помощью приложения магнитного поля можно также управлять возбуждением блоховских поверхностных волн в магнитофотонных кристаллах. Это может быть использовано для осуществления контролируемого с помощью магнитного поля оптического захвата микроскопических частиц полем блоховской поверхностной волны.

**Целями** диссертационной работы являются:

1. Определение свойств броуновского поступательного и вращательного движения магнитных оптически захваченных микрочастиц во внешнем магнитном поле.
2. Экспериментальное обнаружение и исследование эффекта Магнуса, возникающего при движении оптически захваченной магнитной микрочастицы в потоке жидкости.
3. Исследование фарадеевского вращения в спектральной области резонанса блоховской поверхностной электромагнитной волны в магнитофотонном кристалле, изучение эффектов магнитооптического переключения данного оптического состояния и захвата диэлектрических микрочастиц полем магнитоиндуцированной блоховской поверхностной волны.

**Актуальность** работы обусловлена фундаментальным интересом к эффектам, возникающим при воздействии внешнего магнитного поля на коллоидные и наноструктурированные системы. Также актуальность исследования обусловлена перспективой применения исследуемых явлений при создании микроскопических сенсоров, таких как локальные датчики вязкости и температуры среды, оптические биосенсоры или газовые сенсоры.

**Научная новизна** работы состоит в следующем:

1. Впервые проведен теоретический и экспериментальный анализ влияния сил магнитного взаимодействия на связанность поступательного броуновского движения пары магнитных микрочастиц, локализованных градиентными лазерными ловушками в жидкости.
2. Впервые проведено измерение степени связанности движения пары магнитных микрочастиц в лазерных ловушках при наличии внешнего воздействия. Разработано теоретическое описание движения магнитных микрочастиц в лазерных ловушках при внешнем периодическом механическом воздействии.
3. Впервые определено влияние броуновского вращательного движения на вращение оптически захваченных магнитных микрочастиц во вращающемся магнитном поле.
4. Впервые проведены измерения силы Магнуса, действующей на оптически захваченную магнитную микрочастицу, вращающуюся в потоке жидкости. Обнаружено, что данная сила возникает из-за эффекта термофореза.
5. Продемонстрирована возможность магнитооптического переключения блоховской поверхностной волны в одномерном магнитофотонном кристалле и осуществления оптического захвата с помощью поля магнитоиндуцированной блоховской поверхностной волны. Впервые экспериментально обнаружено, что в спектре угла фарадеевского вращения в одномерных магнитофотонных кристаллах вблизи резонансов блоховской поверхностной волны имеется особенность в виде резонанса Фано.

**Практическая значимость** работы состоит в возможном применении исследованных эффектов для разработки магнитореологических жидкостей, микродвигателей, микроперемешивателей, локальных датчиков свойств среды и других микроскопических устройств, основанных на движении магнитных микрочастиц, управляемых внешним магнитным полем. Значимость работы также заключается в потенциальной возможности создания перестраиваемых биохимических микросенсоров, основанных на управляемом возбуждении блоховских поверхностных волн в магнитофотонных кристаллах.

На защиту выносятся следующие **основные положения**:

1. Кросс-корреляционная функция броуновских смещений микрочастиц вдоль линии, соединяющей их положения, и перпендикулярно этой линии зависит от производной силы магнитного взаимодействия по координате, соответствующей выбранному направлению. Положительный знак производной силы взаимодействия по выбранному направлению приводит к уменьшению значений кросс-корреляционной функции. Отрицательный знак производной силы магнитного взаимодействия приводит к увеличению значений кросс-корреляционной функции.
2. Из-за наличия броуновского вращательного движения зависимость средней частоты вращения магнитной микрочастицы в оптическом пинцете от частоты вращения магнитного поля имеет гладкую форму и не имеет излома при переходе между режимами синхронного и асинхронного вращения. Критическая частота перехода между синхронным и асинхронным режимами вращения магнитных микрочастиц в оптическом пинцете возрастает с ростом мощности лазерного излучения в оптической ловушке из-за нагревания жидкости, окружающей микрочастицу.
3. Сила Магнуса, действующая на оптически захваченную магнитную микрочастицу в потоке жидкости, имеет термофоретическую природу. Данная сила появляется из-за неоднородности распределения температуры, которая возникает благодаря вращению микрочастицы и ее нагреванию лазерным излучением в ловушке.

4. Магнитооптическое переключение блоховской поверхностной электромагнитной волны в магнитофотонном кристалле появляется из-за эффекта фарадеевского вращения и зависит от взаимного спектрального положения резонансов блоховской поверхностной волны и волноводной моды, существующих для ортогональных поляризаций света. При близком спектральном положении резонансов блоховской поверхностной волны и волноводной моды в спектре угла фарадеевского вращения возникает особенность в виде резонанса Фано, вызванная взаимодействием этих двух мод. На диэлектрическую микрочастицу, находящуюся в поле магнитоиндуцированной блоховской поверхностной волны действует градиентная сила, достаточная для осуществления оптического захвата.

**Личный вклад** автора является определяющим: все результаты работы получены либо лично автором, либо при её непосредственном участии.

**Апробация** работы проводилась на российских и международных научных конференциях, в том числе:

- Международная конференция «The International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO/LAT) 2016», Минск, Белоруссия, сентябрь 2016.
- Международная конференция «Дни дифракции», Санкт-Петербург, Россия, май 2015.
- Международная конференция «Trends in Optical Micromanipulation III», Обергургль, Австрия, январь 2015.
- Международная конференция «Moscow International Symposium on Magnetism», Москва, Россия, сентябрь 2014.
- Международная конференция «12th Joint MMM-INTERMAG Conference», Чикаго, США, март 2013.
- Международная конференция «SPIE Optics and Photonic», Сан Диего, США, август 2012.

- X Всероссийский молодежный конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике, Самара, Россия, ноябрь 2012.

Основные результаты диссертации **опубликованы** в печатных работах, полный список которых приведён в конце автореферата, в том числе в 7 публикациях в рецензируемых журналах: «Scientific Reports», «Письма в ЖЭТФ», «Journal of Magnetism and Magnetic Materials» и «Physical Review B» [А-Ж].

## Содержание работы

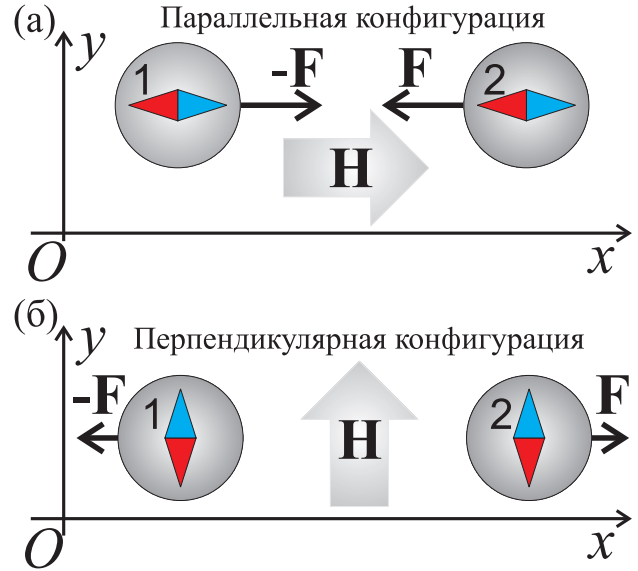
**Первая глава** содержит обзор литературы, посвященный описанию оптических и механических свойств магнитных микрочастиц в лазерном пинцете и блоховских поверхностных волн в магнитофотонных кристаллах, а также методик их исследования.

**Вторая глава** посвящена теоретическому и экспериментальному изучению влияния взаимодействия между микрочастицами на корреляции их смещений в лазерных ловушках и синхронизацию их движения. Для этого применяются методы активной и пассивной микрореологии в лазерном пинцете.

При построении теоретической модели рассматриваются две парамагнитные микрочастицы с радиусом  $a$  в немагнитной среде с вязкостью  $\eta$ , захваченные в две оптические ловушки с одинаковыми коэффициентами жесткости  $k$ , располагающиеся на расстоянии  $r_0$  друг от друга. Вводится система координат, в которой ось  $Ox$  проведена через центры ловушек, ось  $Oz$  направлена параллельно направлению распространения лазерных пучков, формирующих ловушки, а ось  $Oy$  направлена перпендикулярно этой линии.

Для анализа броуновского движения магнитных взаимодействующих микрочастиц в лазерных ловушках решалось уравнение Ланжевена для их смещений из положений равновесия, и затем была вычислена нормированная кросс-корреляционная функция броуновских смещений микрочастиц в

Рис. 1: Взаимное расположение магнитных моментов и сил взаимодействия  $F$ : (а) — параллельная конфигурация, вектор магнитного поля параллелен линии, соединяющей центры ловушек (вдоль оси  $Ox$ ), частицы притягиваются; (б) — перпендикулярная конфигурация, вектор магнитного поля перпендикулярен линии, соединяющей центры ловушек (вдоль оси  $Oy$ ), частицы отталкиваются.



лазерных ловушках:

$$g_{ii}(\tau) = \frac{\langle R_{1,i}(t)R_{2,i}(t+\tau) \rangle}{\sqrt{\langle R_{1,i}(t)^2 \rangle \langle R_{2,i}(t)^2 \rangle}} = \frac{1}{2} \left( \frac{k - 2k'_i}{k - k'_i} e^{-\Omega_{1,i}\tau} - \frac{k}{k - k'_i} e^{-\Omega_{2,i}\tau} \right), \quad (1)$$

где  $t$  — время,  $\tau$  — временная задержка,  $R_{n,i}$  — проекция на  $i$ -ю ось ( $i = x, y, z$ ) радиус-вектора, проведенного из положения равновесия в оптической ловушке в центр  $n$ -ой частицы ( $n = 1, 2$ ),  $\Omega_{1,i} = k(1 + \varepsilon_i)/\gamma$ ,  $\Omega_{2,i} = (k - 2k'_i)(1 - \varepsilon_i)/\gamma$ . Кросс-корреляционная функция смещения оптически захваченных магнитных микрочастиц вдоль  $i$ -ой оси зависит от величины жесткости оптических ловушек  $k$ , параметра гидродинамической связи частиц  $\varepsilon_i$ , выражающегося следующим образом:  $\varepsilon_x = \frac{3a}{2r_0}$ ,  $\varepsilon_y = \varepsilon_z = \frac{3a}{4r_0}$ , от коэффициента трения  $\gamma = 6\pi\eta a$  и производной  $i$ -ой компоненты силы магнитного взаимодействия по соответствующему направлению смещений частиц  $k'_i = \left. \frac{dF_i(\mathbf{r})}{dr_i} \right|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_0}$ . Для сферических частиц известного размера, взвешенных в воде, параметры  $\varepsilon_i$  и  $\gamma$  рассчитываются по приведенным выше формулам, а значения  $k$  и  $k'_i$  могут быть определены из аппроксимации экспериментально измеренной нормированной кросс-корреляционной функции выражением (1).

В эксперименте измерялись смещения микрочастиц в отсутствие внешнего магнитного поля и в присутствии магнитного поля с вектором напряженности, направленным вдоль оси  $Ox$  или  $Oy$ . Вычислялись норми-



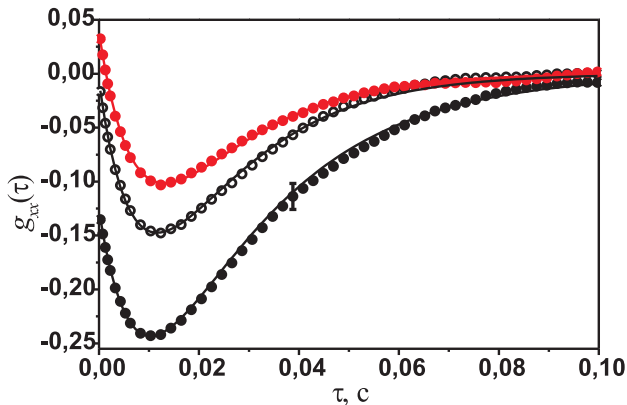


Рис. 2: Нормированные кросс-корреляционные функции смещений микрочастиц вдоль оси  $Ox$ . Черные точки — магнитное поле направлено вдоль оси  $Ox$ , красные точки — вдоль оси  $Oy$ . Незаполненные точки — измерение в отсутствие внешнего магнитного поля. Сплошные линии — аппроксимация экспериментальных данных с помощью выражения (1).

рованные функции кросс-корреляции броуновских смещений микрочастиц  $g_{ii}(\tau)$  для движения вдоль осей  $Ox$  и  $Oy$ . Полученные нормированные кросс-корреляционные функции смещений частиц из положений равновесия вдоль оси  $Ox$  показаны на Рис. 2. Все функции имеют минимум при  $\tau \approx 10$  мс, который определяется гидродинамическим взаимодействием микрочастиц [1]. Кросс-корреляционная функция изменяется в присутствии внешнего магнитного поля из-за магнитного взаимодействия между микрочастицами. В присутствии направленного вдоль  $Ox$  магнитного поля значения функции кросс-корреляции уменьшаются, а для магнитного поля, направленного вдоль  $Oy$ , значения кросс-корреляционной функции становятся больше, чем в отсутствие магнитного поля. Это происходит потому, что в первом случае производная силы взаимодействия  $k'_x = \left. \frac{dF_x}{dx} \right|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_0}$  положительна, а во втором случае — отрицательна.

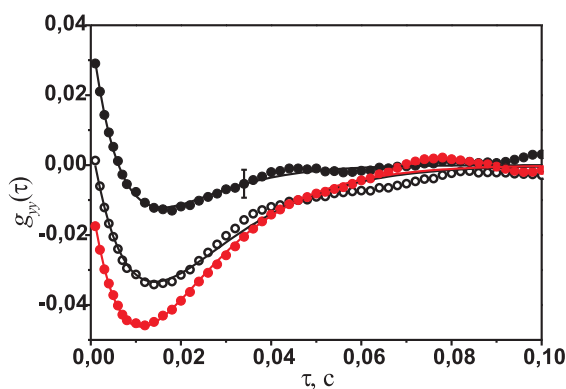


Рис. 3: Нормированные кросс-корреляционные функции смещений микрочастиц вдоль оси  $Oy$ . Черные точки — магнитное поле направлено вдоль оси  $Ox$ , красные точки — вдоль оси  $Oy$ . Незаполненные точки — измерение в отсутствие внешнего магнитного поля. Сплошные линии — аппроксимация экспериментальных данных с помощью выражения (1).

Усредненные функции кросс-корреляции броуновских смещений вдоль оси  $Oy$  показаны на Рис. 3. Кросс-корреляционные функции этих смеще-

ний также имеют минимум при  $\tau \approx 10$  мс, но глубина минимума меньше, чем для движения вдоль оси  $Ox$ , так как гидродинамическое связывание (определяемое параметром  $\varepsilon_i$ ) для поперечных смещений является более слабым [1]. Несмотря на то, что проекция силы магнитного взаимодействия на ось  $Oy$  равна нулю,  $F_y(\mathbf{r}_0) = 0$ , приложение магнитного поля к микрочастицам существенно изменяет вид кросс-корреляционной функции смещений вдоль этой оси. Этот факт объясняется тем, что корреляции смещений частиц по выбранному направлению определяются не значением силы взаимодействия, а значением производной силы взаимодействия по данному направлению  $k'_y = \left. \frac{F_y}{dy} \right|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_0}$ , которое не равно нулю. В отличие от случая продольных смещений, для движения вдоль оси  $Oy$  наличие силы притяжения (параллельная конфигурация поля) приводит к усилению корреляций в смещениях частиц, а наличие силы отталкивания (перпендикулярная конфигурация поля) приводит к усилению антикорреляций.

Рис. 4: Градиенты сил взаимодействия между частицами вдоль оси  $Ox$ . Черные точки — магнитное поле направлено вдоль оси  $Ox$ , красные точки — вдоль оси  $Oy$ . Сплошные линии — аппроксимация с помощью выражений, полученных в дипольном приближении.

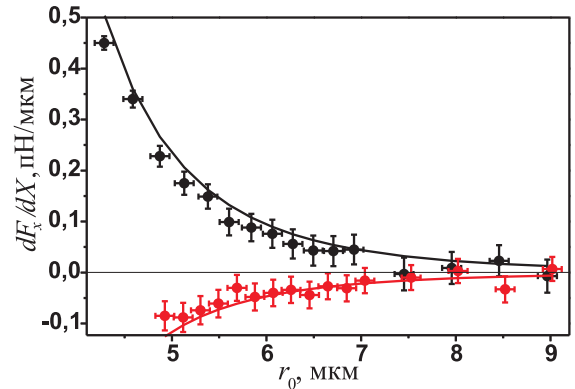
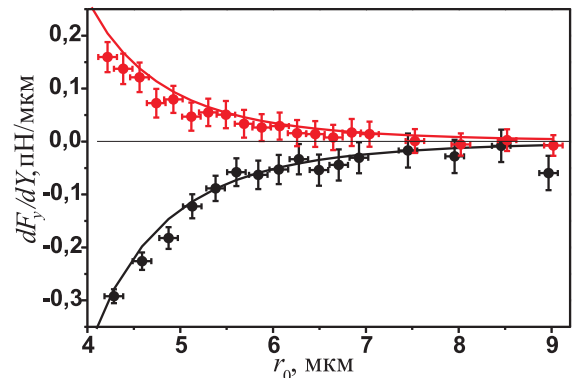


Рис. 5: Градиенты сил взаимодействия между частицами вдоль оси  $Oy$ . Черные точки — магнитное поле направлено вдоль оси  $Ox$ , красные точки — вдоль оси  $Oy$ . Сплошные линии — аппроксимация с помощью выражений, полученных в дипольном приближении.



Экспериментально измеренные кросс-корреляционные функции смещений аппроксимировались с помощью уравнения (1), и производные силы взаимодействия вдоль  $i$ -ой оси  $k'_i$  определялись как параметры аппрокси-

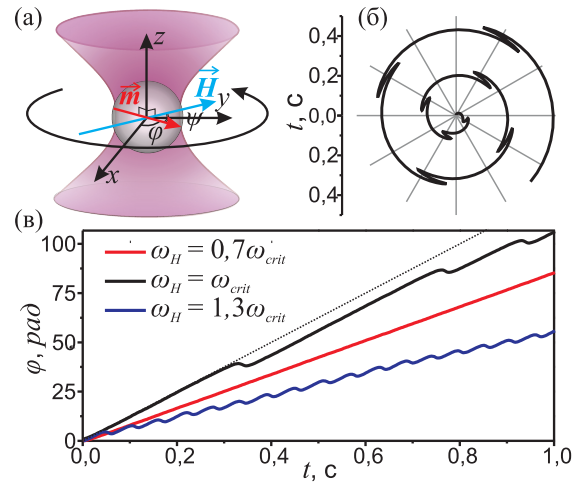
магии. Полученные зависимости производных силы взаимодействия  $k'_x$  и  $k'_y$  от расстояния между частицами показаны на Рис. 4 и 5, соответственно. Данные аппроксимировались с использованием выражений, полученных в приближении дипольного взаимодействия, и экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями. С помощью данной аппроксимации значение усредненного магнитного момента микрочастиц получилось равным  $M = (18 \pm 1) \cdot 10^{-15} \text{ А}\cdot\text{м}^2$ , что согласуется с данными измерений с помощью вибрационного магнитометра.

**В третьей главе** методика лазерного пинцета применяется для изучения вращательного движения магнитных микрочастиц. Исследовано влияние броуновского вращательного движения на переход от равномерного к неравномерному вращению микрочастицы во внешнем вращающемся магнитном поле. Изучен эффект Магнуса для микроскопических частиц в лазерных ловушках. Установлено, что данный эффект имеет термофоретическую природу.

В случае отсутствия броуновских сил движение частицы имеет два различных режима, а именно режимы синхронного и асинхронного вращения. Синхронное вращение происходит при низких частотах вращения магнитного поля  $\omega_H$ . В этом случае моменты сил магнитного взаимодействия и вязкого трения находятся в равновесии. Когда величина  $\omega_H$  достигает значения критической частоты  $\omega_{crit}$ , вращение частицы становится асинхронным: микрочастица начинает совершать периодическую последовательность поворотов вперед и назад, в среднем вращаясь в том же направлении, что и поле (см. Рис. 6 (б)), но со средней угловой частотой вращения  $\langle \omega_{part} \rangle$  ниже, чем частота поля  $\omega_H$ .

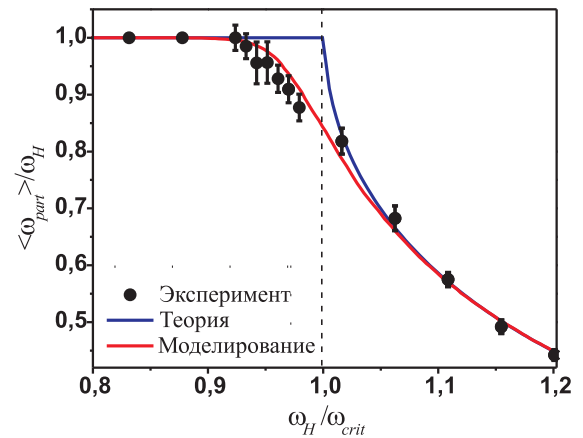
Влияние вращательного броуновского движения на вращение микрочастицы численно исследовано с помощью моделирования броуновского движения. Численные результаты для угла поворота микрочастицы при различных значениях  $\omega_H$  показаны на Рис. 6 (в). Угол поворота частицы  $\varphi$  линейно зависит от времени при  $\omega_H = 0,7\omega_{crit}$ . При  $\omega_H = 1,3\omega_{crit}$ , угол  $\varphi$  периодически возрастает и убывает, но в среднем величина угла увеличивается. При  $\omega_H = \omega_{crit}$  угол поворота частицы  $\varphi(t)$  растет линейно, но в

Рис. 6: (а) Изображение оптически захваченной магнитной микрочастицы в эксперименте по детектированию влияния броуновского вращательного движения на вращение микрочастицы. (б) Угол поворота микрочастицы  $\varphi$  как функция времени  $t$  для случая  $\omega_H = 1,3\omega_{crit}$ . (в) Угол поворота микрочастицы как функция времени для разных  $\omega_H$ . Данные получены с помощью численного моделирования.



движении частицы возникают неперiodические повороты против направления вращения магнитного поля. Эти спонтанные повороты назад являются результатом действия вращательного броуновского движения, в ходе которого присутствуют случайные толчки, достаточные по силе, чтобы перебросить систему из синхронного режима вращения в асинхронный. Повороты частицы вперед и назад можно наглядно увидеть при построении зависимости угла поворота от времени в полярных координатах, как показано на Рис. 6 (б).

Рис. 7: Нормированная средняя частота вращения микрочастицы как функция частоты вращения внешнего магнитного поля. Экспериментальные точки представлены кругами. Синяя кривая — теоретическая зависимость, красная кривая — численное моделирование броуновского движения микрочастицы.



Экспериментально измеренная зависимость нормированной средней частоты вращения микрочастицы  $\langle \omega_{part} \rangle / \omega_H$  от частоты вращения магнитного поля  $\omega_H$  показана на Рис. 7. При низких значениях  $\omega_H$  микрочастица вращается синхронно с внешним магнитным полем. В случае  $\omega_H > \omega_{crit}$ , средняя скорость вращения частицы уменьшается по мере роста частоты вращения магнитного поля. Экспериментальные результаты показывают,

что переход от синхронного к асинхронному режиму вращения броуновской микрочастицы имеет гладкую форму без излома в точке  $\omega_H = \omega_{crit}$ . Результаты численного моделирования движения частицы в присутствии броуновского вращения представлены красной кривой на Рис. 7. Видно, что сглаживание зависимости также наблюдается на кривой, полученной с помощью численного моделирования, но отсутствует на кривой, построенной с помощью теоретической модели, в которой броуновское движение не учитывается. Полученные результаты иллюстрируют важную роль, которую играет броуновское вращательное движение в модификации формы перехода между режимами вращения.

Во второй части данной главы измерены силы, действующие на вращающуюся одиночную магнитную микрочастицу в потоке жидкости. В эксперименте вращающаяся оптически захваченная магнитная микрочастица находилась в потоке жидкости, как это схематически показано на Рис. 8. Однородный поток жидкости создавался с помощью перемещения оптической ловушки относительно жидкости. Рассмотренное движение частицы можно охарактеризовать числом Рейнольдса, которое для данного исследования составляет  $10^{-4}$  по порядку величины, таким образом, рассматривается случай очень малых чисел Рейнольдса.

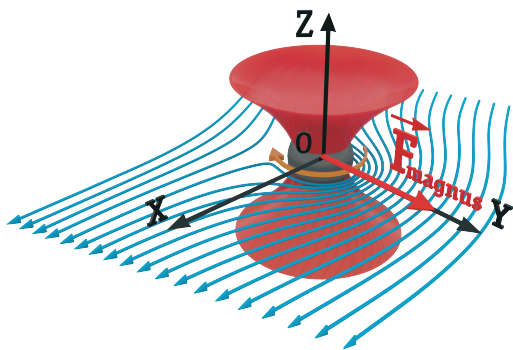


Рис. 8: Схематическое изображение измерения поперечной силы, действующей на оптически захваченную микрочастицу, вращающуюся в потоке жидкости.

Зависимость силы Магнуса от мощности лазерного излучения в оптической ловушке показана на Рис. 9 (а). Измеренные значения оказались на два порядка величины выше теоретически предсказанного значения для силы Магнуса, действующей в такой системе [2]. Сила значительно возрастает с повышением мощности лазера. Это позволяет предположить, что нагревание играет важную роль в рассмотренном эффекте. Встроенные в полистироловую микрочастицу наногранулы магнетита поглощают свет, в резуль-

тате чего температура микрочастицы и окружающей жидкости возрастает. Было выполнено измерение локальной вязкости и эффективной температуры жидкости вокруг захваченной магнитной микрочастицы, экспериментальные зависимости показаны на Рис. 9 (б). Эффективная температура жидкости вокруг микрочастицы линейно возрастает с увеличением мощности оптического излучения внутри ловушки, и это нагревание может быть достаточно существенным для возникновения эффекта термофореза. Этот эффект состоит в том, что микроскопические частицы движутся в жидкости при наличии температурных градиентов. При вращении нагреваемой микрочастицы в потоке жидкости, скорости жидкости относительно частицы с левой и правой сторон не равны друг другу (см. Рис. 8). Это приводит к разнице в скорости охлаждения микрочастицы с правой и левой сторон и к появлению градиента температуры вблизи микрочастицы. Теоретически рассчитанная термофоретическая сила составила  $7 \cdot 10^{-14}$  Н, что по порядку величины близко к экспериментально измеренному значению силы.

Для проверки предположения об определяющей роли термофореза в изучаемом эффекте выполнен дополнительный эксперимент. Две микрочастицы располагались в двух отдельных оптических ловушках на расстоянии около 5,5 мкм между ними. Первая микрочастица использовалась в качестве источника тепла, ее нагревали с помощью излучения лазера захвата. Вторая микрочастица выполняла роль зонда и измерялась сила, действующая на нее в градиенте температуры. Зависимость термофоретической силы, действующей на микрочастицу-зонд, от мощности лазерного излучения в источнике тепла, показана на Рис. 9 (в). Термофоретическая сила, действующая на микрочастицу-зонд, возрастает с увеличением мощности света в источнике тепла и имеет одинаковый порядок величины с измеренной силой Магнуса (см. 9 (а)), что позволяет предположить, что именно явление термофореза в основном определяет значение силы Магнуса, действующей на частицу в лазерной ловушке.

**Четвёртая глава** посвящена изучению влияния магнитного поля на возбуждение блоховской поверхностной электромагнитной волны в магнитофотонном кристалле и исследованию сил, действующих на диэлектриче-

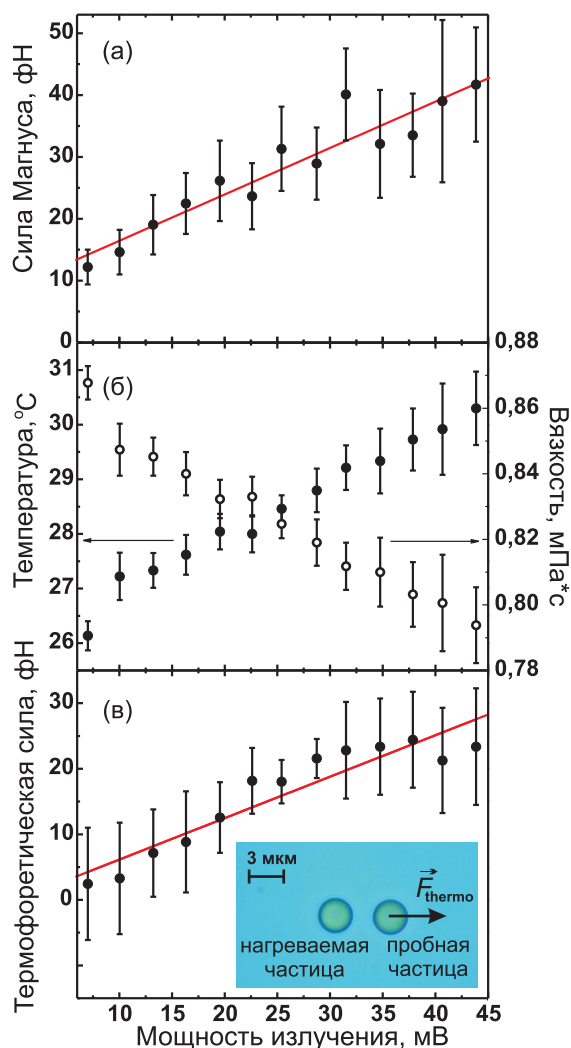


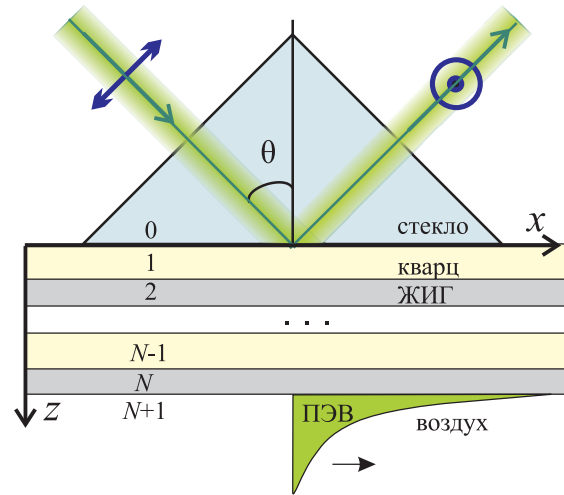
Рис. 9: (а). Зависимость термофоретической силы Магнуса от мощности лазерного излучения в оптической ловушке. (б). Температура микрочастицы (закрашенные круги) и вязкость жидкости вокруг нее (незакрашенные круги) как функции мощности лазерного излучения в оптической ловушке. (в). Термофоретическая сила, действующая на пробную микрочастицу вблизи нагреваемой микрочастицы в оптической ловушке, как функция мощности излучения в ловушке.

скую микрочастицу в поле блоховской поверхностной волны в присутствии внешнего магнитного поля. Была численно показана возможность контролируемого возбуждения блоховской поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ), с использованием эффекта фарадеевского вращения в одномерном магнитофотонном кристалле (МФК).

Для расчета оптического и магнитооптического отклика МФК использован метод берремановских матриц распространения  $4 \times 4$  [3]. Расчеты производились для случая, когда заведение света в структуру производится с помощью схемы Кречманна, в которой для возбуждения ПЭВ используется призма (Рис. 10).

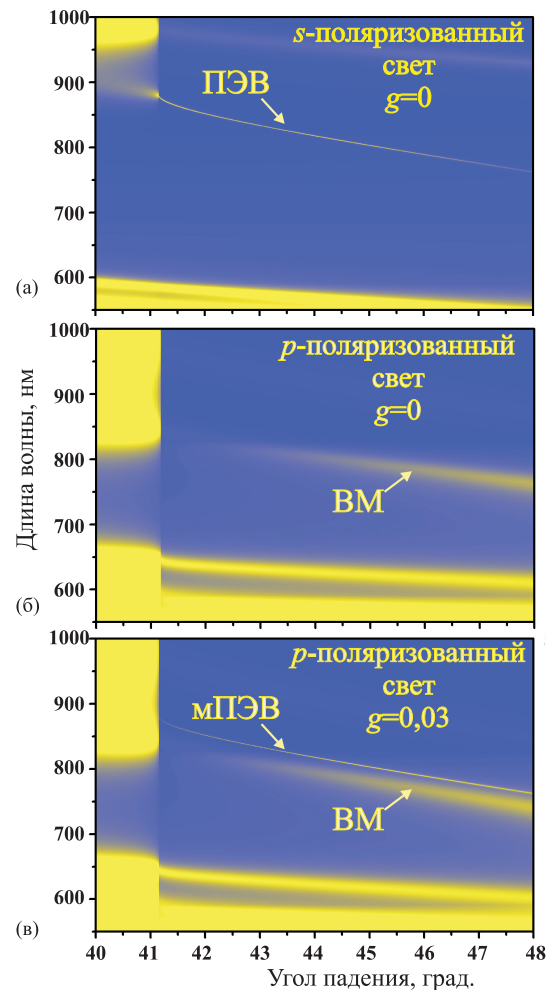
Расчеты проводились для структуры одномерного МФК с немагнитными слоями из диоксида кремния ( $\text{SiO}_2$ ) и магнито-активными слоями из легированного висмутом железо-иттриевого граната (ЖИГ). Оптическая

Рис. 10: Схематическое изображение возбуждения блоховской поверхностной электромагнитной волны на поверхности магнитофотонного кристалла с использованием схемы Кречмана.



толщина всех слоев составляла  $\lambda/4$  от длины волны 870 нм, за исключением нижнего слоя, который граничит с воздухом, которая варьировалась для настройки длины волны резонанса ПЭВ.

Рис. 11: Коэффициент отражения  $R$  как функция угла падения  $\theta$  и длины волны излучения  $\lambda$ , рассчитанный для одномерного магнитофотонного кристалла, состоящего из 7 пар слоев, толщина нижнего слоя равна 28 нм. (а) Падение  $s$ -поляризованного света, магнитное поле отсутствует, возбуждение блоховской поверхностной электромагнитной волны, (б) Падение  $p$ -поляризованного света, магнитное поле отсутствует, возбуждение волноводной моды. (в) Падение  $p$ -поляризованного света, приложено магнитное поле,  $g = 0,03$  для слоев из легированного висмутом железо-иттриевого граната, возбуждение волновой моды и магнитно-индуцированной блоховской поверхностной электромагнитной волны.



Численно рассчитанный коэффициент отражения  $R$  как функция угла падения  $\theta$  и длины волны  $\lambda$  приведен на Рис. 11. В случае, когда внешнее



магнитное поле отсутствует и падает свет с  $s$ -поляризацией, возбуждается ПЭВ и в спектре коэффициента отражения появляется соответствующий узкий минимум в диапазоне длин волн от 750 до 870 нм и при углах от  $41^\circ$  до  $48^\circ$  (Рис. 11 (а)).

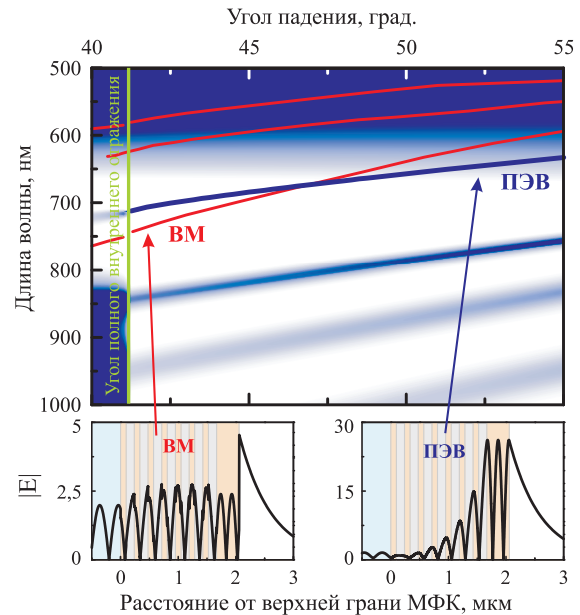
Если падающий свет имеет  $p$ -поляризацию, в спектре  $R(\lambda, \theta)$  имеется широкий минимум при меньших длинах волн, который соответствует возбуждению волноводной моды (ВМ) внутри МФК, при этом ПЭВ не возбуждается (см. Рис. 11 (б)). В случае, когда включено магнитное поле (величина гирации в слоях ЖИГ  $g = 0,03$ ), в спектре отражения  $p$ -поляризованного падающего света появляется узкий минимум, соответствующий возбуждению ПЭВ, как показано на Рис. 11 (с). Эту волну в дальнейшем в работе будем называть магнито-индуцированной ПЭВ (мПЭВ). Спектрально-угловое положение резонанса мПЭВ полностью совпадает с положением резонанса ПЭВ для  $s$ -поляризованного света. Однако, значения коэффициентов отражения в минимумах в спектра, соответствующих мПЭВ становятся меньше, когда данный резонанс становится спектрально ближе к резонансу ВМ для  $p$ -поляризованного света. Это означает, что оба резонанса — и ПЭВ для  $s$ -поляризованного света, и ВМ для  $p$ -поляризованного света — влияют на появление и свойства мПЭВ.

Управление возбуждением мПЭВ с помощью магнитного поля возможно благодаря вращению поляризации света в слоях ЖИГ. Поскольку мПЭВ характеризуется высокой локализацией поля на поверхности МФК и длительным временем жизни, то фарадеевское вращение усиливается при возбуждении мПЭВ. Фарадеевский угол поворота значительно увеличивается и достигает значений  $12^\circ$  на длине волны резонанса мПЭВ.

Было проведено экспериментальное исследование магнитооптических эффектов при возбуждении ПЭВ в МФК в присутствии внешнего магнитного поля. Образец МФК состоял из 15 чередующихся слоев кварца и легированного висмутом железо-иттриевого граната (ЖИГ). Толщина верхнего слоя, граничащего с воздухом, равна  $\sim 390$  нм, другие слои имеют оптическую толщину  $\lambda/4$  от 830 нм. Поле насыщения намагниченности образца составляет 1 кЭ, в эксперименте к образцу прикладывалось поле напряженностью 2 кЭ. На Рис. 12 показан численно рассчитанный двумерный

спектр отражения образца в зависимости от длины волны и угла падения. Когда на образец падает  $s$ -поляризованный свет под углами, большими угла полного внутреннего отражения, в фотонной запрещенной зоне появляется разрешенная мода, соответствующая ПЭВ. Если падающий свет имеет  $p$ -поляризацию, в том же спектральном диапазоне возбуждается волноводная мода (ВМ). Распределения амплитуды электромагнитного поля в МФК, рассчитанные для двух разрешенных режимов, приведены на Рис. 12(б). В профиле ПЭВ электромагнитное поле локализуется на границе раздела фотонный кристалл/воздух и экспоненциально убывает вглубь структуры. Профиль ВМ имеет огибающую, типичную для волноводной моды, но величина напряженности электромагнитного поля резко возрастает в нижнем слое на границе раздела МФК/воздух.

Рис. 12: (а) Спектр отражения МФК в зависимости от длины волны и угла падения  $s$ -поляризованного света. Синими линиями показан резонанс ПЭВ и ВМ  $s$ -поляризованного света; красными линиями показан резонанс ВМ для  $p$ -поляризованного света. (б) Распределения амплитуды электрического поля в слоях МФК для  $p$ -поляризованного резонанса ВМ и для ПЭВ.



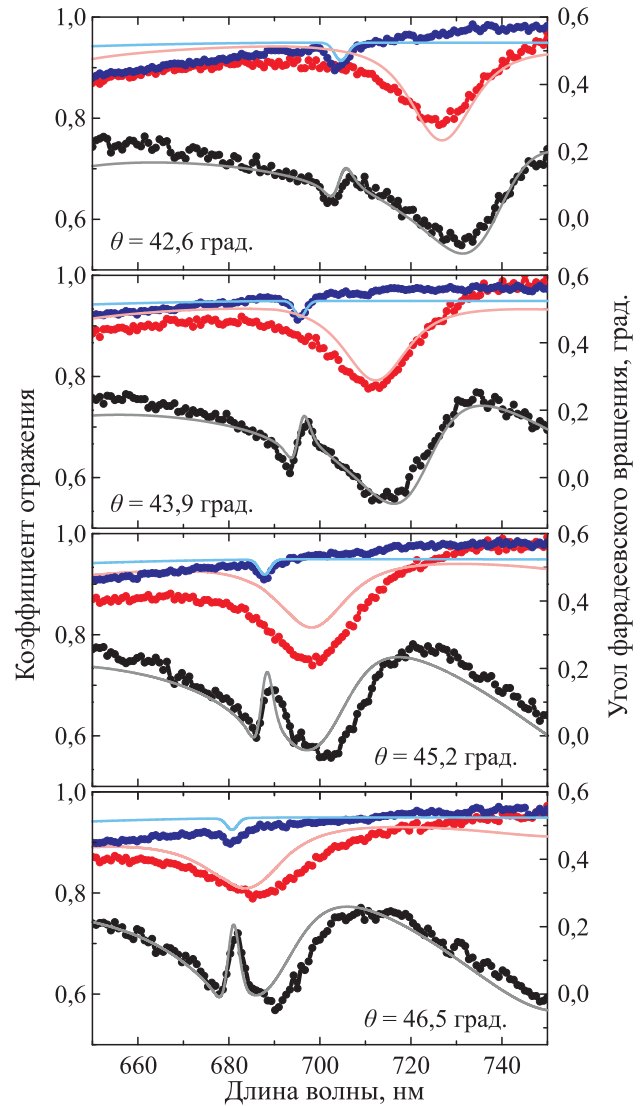
На Рис. 13 представлены расчетные и экспериментально измеренные спектральные зависимости коэффициента отражения от МФК для  $s$ - (синие кривые) и  $p$ -поляризованного (красные кривые) света и соответствующие спектральные зависимости фарадеевского угла поворота (черные кривые), измеренные для  $s$ -поляризованного света, падающего на образец под углом в схеме Кречманна. Угловая расходимость падающего пучка  $\sim 20$  мрад учитывается в расчетах. Угол падения света на образец в призме  $\theta$  варьируется от  $42,6^\circ$  (верхняя панель) до  $46,5^\circ$  (нижняя панель). Падение  $s$ -поляризованного света приводит к возбуждению ПЭВ, что выражается

в появлении узкого неглубокого минимума в спектрах отражения. Широкие минимумы в красных кривых соответствуют резонансам ВМ для  $p$ -поляризованного света. С увеличением угла падения оба резонанса сдвигаются в сторону более низких длин волн, однако резонанс ВМ сдвигается быстрее, и поэтому спектральное расстояние между резонансами ПЭВ и ВМ уменьшается. Спектральная зависимость угла фарадеевского поворота для падающего  $s$ -поляризованного света имеет особенность на длинах волн, соответствующих резонансу ПЭВ в образце. Экспериментально полученное значение угла поворота достигает  $0,2^\circ$ . Кроме того, особенность в спектре фарадеевского вращения имеет форму резонанса Фано и изменяется от асимметричной формы к симметричной при изменении спектрального расстояния между резонансами ПЭВ и ВМ, что наблюдается как в эксперименте, так и в расчетах. Можно утверждать, что форма линии спектра угла фарадеевского вращения зависит не только от резонанса ПЭВ в структуре, но и является результатом связи состояний ПЭВ и ВМ, последнее из которых не возбуждается при падении  $s$ -поляризованного света при отсутствии магнитного поля.

Градиентные оптические силы, действующие на частицу в поле ПЭВ, можно использовать для оптического захвата диэлектрических микрочастиц, так как ПЭВ характеризуются сильной локализацией электромагнитного поля вблизи поверхности фотонного кристалла и экспоненциальным спадом в направлении от поверхности кристалла. Описанная выше возможность управлять возбуждением ПЭВ с помощью приложения магнитного поля позволяет создать инструмент для управления положением диэлектрических микрочастиц, контроль над которым осуществляется посредством переключения магнитного поля. Для того чтобы определить возможности и перспективы такого метода, выполнена оценка градиентных сил в дипольном приближении, действующих на полистироловую немагнитную микрочастицу, взвешенную в воде вблизи поверхности магнитофотонного кристалла, в котором возбуждается магнитоиндуцированная ПЭВ.

Была получена зависимость силы  $F_{BSW}$ , действующей на диэлектрическую частицу вблизи поверхности магнитофотонного кристалла при падении  $p$ -поляризованного излучения, для случаев, когда внешнее магнит-

Рис. 13: Спектральные зависимости угла фарадеевского вращения при падении  $s$ -поляризованного света, черные точки — экспериментальные данные, черные линии — расчетные данные. Синие точки — экспериментально измеренные зависимости коэффициента отражения при падении  $s$ -поляризованного света, синие линии — результаты численного моделирования. Красные точки — экспериментально измеренные зависимости коэффициента отражения при падении  $p$ -поляризованного света, красные линии — результаты численного моделирования. Углы падения света на образец в призме равнялись  $42,6^\circ$ ,  $43,9^\circ$ ,  $45,2^\circ$  и  $46,5^\circ$ .



ное поле присутствует и отсутствует в области магнитофотонного кристалла. Полученная максимальная сила, действующая на частицу, составила  $0,71$  пН в присутствии внешнего магнитного поля (величина гирации ЖИГ  $g = 0,03$ ), в то время как в отсутствие внешнего магнитного поля сила менее  $0,003$  пН ( $g = 0,03$ ), см. Рис. 14 (а). Была получена зависимость силы, действующей на частицу, от величины гирации ЖИГ. Максимальное значение вычисленной силы, действующей со стороны поля ПЭВ на диэлектрическую частицу по порядку величины равно  $1$  пН, что является достаточным для управления положением диэлектрической микрочастицы.

## Заключение

Основные результаты диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом:

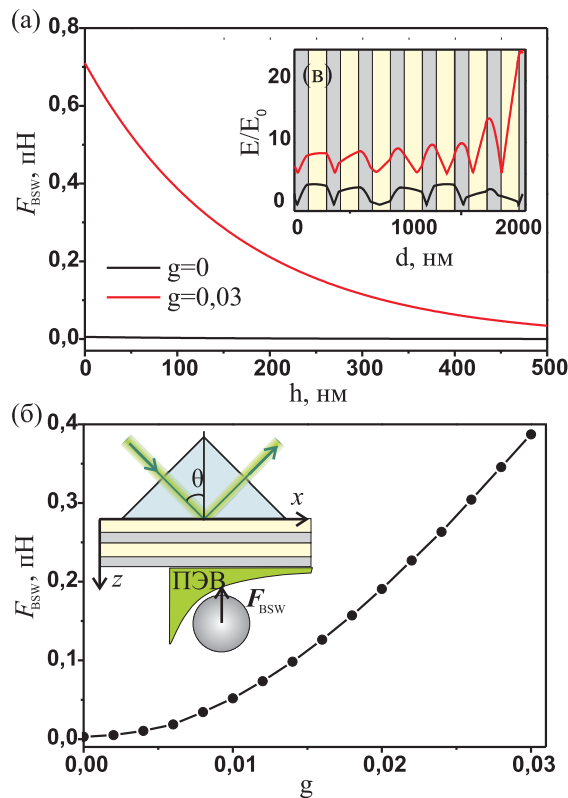


Рис. 14: Сила, действующая на микрочастицу в поле мПЭВ, падение  $p$ -поляризованного света. (а) Зависимость силы от величины зазора между поверхностями частицы и магнитофотонного кристалла. (в) Распределение электромагнитного поля внутри магнитофотонного кристалла, красная кривая сдвинута вверх на 5 единиц. Черная кривая — магнитное поле отсутствует,  $g = 0$ , красная кривая — магнитное поле присутствует,  $g = 0,03$  для слоев ЖИГ. (б) Зависимость силы от величины гирации ЖИГ, вставка — иллюстрация к расчетам.

1. Разработано теоретическое описание трехмерного движения магнитных микрочастиц в оптических ловушках. Проведены экспериментальные измерения траекторий движения пары магнитных микрочастиц и анализ их движения с применением методов активной и пассивной микрореологии в присутствии магнитного поля. Обнаружено, что в присутствии сил магнитного взаимодействия между микрочастицами их движение становится более связанным. Установлено, что степень связанности движения микрочастиц вдоль выбранного направления зависит от производной силы взаимодействия по этому направлению движения микрочастиц. Положительный знак производной силы взаимодействия по направлению приводит к тому, что движение частиц становится более антикоррелированным, тогда как отрицательный знак производной этой силы приводит к тому, что движение частиц становится более скоррелированным. Разработана методика измерения магнитного момента микрочастиц в оптическом пинцете с точностью  $1 \cdot 10^{-15} \text{ А}\cdot\text{м}^2$ .
2. Исследовано влияние броуновского вращательного движения на вращение оптически захваченных магнитных микрочастиц во внешнем вращающемся магнитном поле. Переход между синхронным и асинхрон-

ным режимами вращения частиц имеет сглаженную форму без излома из-за наличия броуновского вращательного момента.

3. Выполнены прямые измерения термофоретической силы Магнуса, действующей на оптически захваченную магнитную микрочастицу, вращающуюся в потоке жидкости с числом Рейнольдса порядка  $10^{-4}$ . Величина силы достигает 40 фН и вносит существенный вклад в движение захваченной микрочастицы. Измеренная сила возрастает в 3 раза при повышении локальной температуры микрочастицы на  $5^{\circ}\text{C}$ . Увеличение силы Магнуса с ростом температуры микрочастицы в оптической ловушке указывает на то, что наблюдаемый эффект возникает из-за наличия термофоретических сил, действующих на нагретую микрочастицу при вращении в потоке жидкости.
4. Исследовано магнитооптическое переключение блоховской поверхностной волны в одномерном МФК. Возбуждение ПЭВ на поверхности МФК контролируется с помощью приложения внешнего магнитного поля благодаря фарадеевскому вращению проходящего через структуру света. Численно и экспериментально исследованы спектральные свойства фарадеевского вращения в одномерных магнитофотонных кристаллах вблизи резонансов ПЭВ и ВМ, и обнаружено, что в спектре угла фарадеевского вращения возникает особенность в виде резонанса Фано, вызванная взаимодействием этих двух мод. Полученное с помощью численных расчетов максимальное значение фарадеевского угла поворота при возбуждении ПЭВ в структуре достигает  $12^{\circ}$ . Выполнена теоретическая оценка величины градиентной силы, действующей на диэлектрическую микрочастицу в поле магнитоиндуцированной ПЭВ. Максимальное значение полученной силы для частицы размером 1 мкм при величине гирации ЖИГ  $g = 0.03$  составило 0.7 пН, что является достаточным для реализации оптического захвата.

### Список работ, опубликованных по теме диссертации

[А] *Скрябина М. Н., Любин Е. В., Хохлова М. Д., Федянин А. А.* Диагно-

---

стика парного взаимодействия магнитных микрочастиц методом оптического пинцета // *Письма в ЖЭТФ*. — 2012. — Т. 95, № 11. — С. 638–642.

- [B] *Romodina M. N., Khokhlova, M. D., Lyubin E. V., Fedyanin A. A.* Direct measurements of magnetic interaction-induced cross-correlations of two microparticles in Brownian motion // *Sci. Rep.* — 2015. — v. 5. — p. 10491.
- [B] *Romodina M. N., Lyubin E. V., Fedyanin A. A.* Detection of Brownian torque in a magnetically-driven rotating microsystem // *Sci. Rep.* — 2016. — v. 6. — p. 21212.
- [Г] *Romodina M. N., Soboleva I. V., Fedyanin A. A.* Magneto-optical switching of Bloch surface waves in magnetophotonic crystals // *J. Magn. Magn. Mat.* — 2016. — v. 415. — p. 82.
- [Д] *Romodina M. N., Soboleva I. V., Musorin A. I., Nakamura Y., Inoue M., Fedyanin A. A.* Bloch-surface-wave-induced Fano resonance in magnetophotonic crystals // *Phys. Rev. B* — 2017. — v. 96, — no. 8. — p. 081401.
- [E] *Soboleva I. V., Romodina M. N., Korzun K. A., Musorin A. I., Fedyanin A. A.* Bloch-surface-waves-induced Fano resonance in magneto-optical response of magnetophotonic crystals // *Proc. SPIE* — 2017. — v. 10112. — p. 1011210.
- [Ж] *Skryabina M. N., Lyubin E. V., Khokhlova M. D., Fedyanin A. A.* Correlation function analysis of optically trapped paramagnetic microparticles in external magnetic field // *Proc. SPIE* — 2012. — v. 8458. — p. 84580G.

### Список цитируемой литературы

- [1] *Meiners J.-C., Quake S. R.* Direct measurement of hydrodynamic cross correlations between two particles in an external potential // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — v. 82, no. 10. — pp. 2211–2214.
- [2] *Rubinow S. I., Keller J. B.* The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid // *J. Fluid Mech.* — 1961. — v. 11, no. 03. — pp. 447–459.
- [3] *Berreman D. W.* Optics in stratified and anisotropic media:  $4 \times 4$ -matrix formulation // *J. Opt. Soc. Am.* — 1972. — v. 62, no. 4. — pp. 502–510.