

На правах рукописи

Азовцев Андрей Валерьевич

**Микромагнитное моделирование спиновых явлений,  
вызванных упругими волнами и импульсами  
деформаций**

Специальность 01.04.07 —  
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург — 2020

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук.

Научный руководитель: **Перцев Николай Андреевич**  
к.ф.-м.н., заведующий лабораторией динамики материалов

Официальные оппоненты: **Аверкиев Никита Сергеевич**, д.ф.-м.н., профессор, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, заведующий сектором теории оптических и электрических явлений в полупроводниках

**Фетисов Леонид Юрьевич**, к.ф.-м.н., доцент, РТУ МИРЭА, ученый секретарь кафедры нанoeлектроники

Ведущая организация: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет ИТМО»

Защита состоится “.....”..... 2020 г. в ... на заседании диссертационного совета ФТИ 34.01.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе РАН и на сайте <http://www.ioffe.ru>.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26, ученому секретарю диссертационного совета ФТИ 34.01.01.

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 2020 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
ФТИ 34.01.01,  
Ph.D.

А. М. Калашникова

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы.** Актуальность темы настоящей работы обусловлена, в первую очередь, активным развитием в последнее время стрейнтроники - направления физики конденсированного состояния, в котором физические эффекты деформационной природы служат для создания новых технологий в области обработки, хранения и передачи данных [1]. Важным разделом стрейнтроники является акустическая спинтроника, в которой основное внимание уделяется изучению управления спиновыми явлениями с помощью упругих волн и импульсов деформаций [2]. Эта область представляет как фундаментальный интерес, связанный с общими вопросами распространения упругих возбуждений в магнитных средах [3–5] и управления намагниченностью материала с помощью деформаций [6], так и практическое значение, определяющееся низким энергопотреблением акустического метода возбуждения магнитной динамики. Интерес к акустической спинтронике нашёл своё отражение в значительном числе экспериментальных и теоретических работ, выполненных в последнее десятилетие. В качестве примера первых можно привести эксперименты по динамической модуляции направления намагниченности с помощью пикосекундных акустических импульсов [7], спиновой накачке путём инъекции акустических волн в ферромагнитную плёнку [2], возбуждению ферромагнитного резонанса (ФМР) поверхностными акустическими волнами в гибридной структуре “ферромагнетик-сегнетоэлектрик” [8] и генерации спиновых токов при акустическом резонансе [9]. К основным теоретическим работам, описывающим акустически-индуцированные спиновые явления в ферромагнетиках, можно отнести исследования распространения поперечных акустических волн в безграничных магнитных средах [3; 4; 10], параметрического возбуждения продольных магнитоупругих волн [11], возбуждения ФМР [5; 8] и переключения намагниченности [12] с помощью поверхностных акустических волн, а также моделирование эффекта Виллари с помощью метода конечных элементов [13] и описание воздействия пикосекундных акустических импульсов на ферромагнитные плёнки [14]. Эти работы, несмотря на их несомненное значение, имеют также и ряд недостатков. Так, в аналитических работах обычно игнорируется магнитное затухание [3; 10; 11] и/или пространственная неоднородность распределения намагниченности [8; 12; 14]. В них также используется предположение о малости амплитуды прецессии намагниченности [3–5; 10–12], что не позволяет корректно описывать наиболее общие типы явлений, ограничивая область применения специальными физическими ситуациями, в которых выполняются указанные допущения. Помимо этого, как в аналитических исследованиях, так и при моделировании зачастую не учитывается диполь-дипольное взаимодействие [3–5; 10], неоднородность

распределения деформаций [8] или обратное влияние прецессии намагниченности на деформации [12–14]. В связи с присущими аналитическому подходу ограничениями не представляется возможным дальнейшее его развитие и усложнение для описания воздействия акустических возбуждений на намагниченность в наиболее общих ситуациях. Для решения задач в этой области более перспективным является усовершенствование метода микромагнитного моделирования.

Целью данной работы является реализация теоретического подхода, учитывающего все основные физические эффекты, возникающие в задачах механического возбуждения магнитной динамики, и его применение к исследованию воздействия упругих волн и импульсов деформаций на ферромагнитные плёнки и гетероструктуры.

Для достижения этой цели были поставлены следующие задачи:

1. Разработать программное обеспечение (ПО), позволяющее проводить численное моделирование взаимосвязанной магнитной и упругой динамики в конечных, а также одномерно- и двумерно-бесконечных структурах. Требуемое ПО должно быть стабильным, эффективно решать как жёсткое уравнение Ландау-Лифшица-Гилберта (ЛЛГ) с учётом затухания и всех релевантных вкладов в эффективное поле, так и динамическое уравнение теории упругости (уравнение Навье-Коши), учитывающее эффект магнитострикции.
2. Применить указанное ПО для моделирования магнитоупругой динамики под действием упругих волн и импульсов деформаций в ферромагнитных плёнках и гетероструктурах из перспективных материалов с высокими значениями магнитоупругих констант ( $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ ,  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ). Рассмотреть различные геометрии и виды механического возбуждения (стоячие упругие волны с волновым вектором, параллельным поверхностям пленки, бегущие упругие волны с перпендикулярным плоскости пленки волновым вектором, импульсы деформаций).
3. На основе данных моделирования провести анализ возбуждаемой магнитной динамики, определить ее характер и количественные характеристики (частоту прецессии, амплитуду колебаний и т.д.)
4. Исследовать поведение упругих волн и акустических импульсов в моделируемых гетероструктурах, в первую очередь, их изменение под влиянием возбуждаемой прецессии намагниченности.
5. Для задач, в которых рассматривается возбуждение магнитной динамики периодическими упругими волнами, рассчитать спиновую накачку в прилегающий нормальный металл и оценить величину электрических сигналов, возникающих в нормальном металле в силу обратного спинового эффекта Холла.

**Научная новизна.** Впервые проведено детальное микромагнитное моделирование воздействия упругих волн и импульсов деформаций на ферромагнитные плёнки с учётом всех физически значимых факторов. На основе полученных данных проанализирована магнитная и упругая динамика в широком диапазоне частот возбуждающих волн и геометрий возбуждения. Описан ряд физических явлений, возникающих в плёнках галфенола ( $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ ) и феррита кобальта ( $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ) под действием продольных и поперечных упругих волн: нелинейные эффекты, появляющиеся при большеугловой прецессии намагниченности, генерация стоячих спиновых волн переменной частоты, возбуждение вторичных упругих волн за счёт прецессии намагниченности. Проанализированы практически значимые аспекты изученных явлений: выявлены условия наиболее эффективного возбуждения прецессии намагниченности в гетероструктурах “ферромагнетик–нормальный металл”, предсказано распространение на большие расстояния связанных спиновых и упругих волн в  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  с сильным магнитным затуханием, предложен метод создания сверхкоротких импульсов деформаций на основе длинных прямоугольных импульсов, создаваемых пьезоэлектрическим преобразователем. Детально исследовано влияние магнитных граничных условий, формы и длительности акустических импульсов на возбуждение стоячих спиновых волн в тонких плёнках  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ . Впервые даны оценки эффективности спиновой накачки из указанных выше ферромагнетиков, подвергаемых воздействию объёмных акустических волн, в прилежащий нормальный металл.

**Научная и практическая значимость.** Полученные в работе результаты представляют интерес как с точки зрения фундаментального изучения магнитоупругих явлений, так и с точки зрения приложений к задачам акустической спинтроники. Результаты главы 2 вносят вклад в понимание нелинейной магнитной динамики при большеугловой прецессии намагниченности, а также неоднородной динамики намагниченности в условиях “медленного” (с частотой ниже частоты ФМР недеформированной плёнки) возбуждения. Полученные в главе 4 результаты будут полезны при дальнейшем изучении распространения акустических волн в магнитных материалах с большим затуханием Гилберта. Совокупные результаты 2-4 глав представляют интерес для решения проблем спинтроники, таких как разработка акустических спиновых инжекторов с низким энергопотреблением и передача спиновых сигналов на большие расстояния. Проведённое в главе 5 исследование возбуждения стоячих спиновых волн в ферромагнитных плёнках под действием импульсов деформаций вносит вклад как в понимание физики этих процессов, так и в потенциальные приложения, связанные с созданием источников магнитных мод терагерцового диапазона, необходимых для разработки быстродействующих магнитных устройств.

**Методология и методы исследования.** В качестве метода исследования был выбран метод математического моделирования. За основу был взят подход микромагнитного моделирования, усовершенствованный автором для возможности учёта упругих явлений и взаимного влияния упругой и магнитной подсистем друг на друга. В рамках этого подхода было разработано и реализовано программное обеспечение, с помощью которого осуществлялось моделирование воздействия акустических возбуждений на ферромагнитные материалы.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Микромагнитное моделирование, основанное на численном решении системы связанных дифференциальных уравнений ЛЛГ и Навье-Коши, позволяет строго описывать магнитоупругие явления, возникающие в ферромагнитных пленках и гетероструктурах под действием инжектируемых упругих волн и деформационных импульсов.
2. Возбуждение плёнки  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  стоячими упругими волнами с волновым вектором в плоскости плёнки приводит к возникновению в ней стоячих спиновых волн с той же длиной волны и частотой. При амплитудах деформаций  $\sim 10^{-3}$  в упругой волне в плёнке возникает большеугловая прецессия намагниченности, характеризующаяся существенными нелинейными эффектами, такими как отклонение формы резонансной кривой от распределения Лоренца и смещение её максимума в сторону меньших частот.
3. Исследованные бегущие продольные и поперечные акустические волны служат носителями спиновых волн с той же длиной волны, частотой и скоростью распространения, обеспечивая их распространение на большие расстояния даже в материалах с существенным магнитным затуханием. В феррите кобальта на частоте ФМР характерная длина распространения связанных упругих и спиновых волн составляет около 70 мкм.
4. Неоднородная прецессия намагниченности в спиновых волнах, возбуждаемых бегущими упругими волнами, порождает в ферромагнитном материале вторичные упругие волны с амплитудами на 1-3 порядка меньше, чем амплитуда возбуждающей волны. В случае инъекции в ферромагнетик продольной волны генерируются две поперечные бегущие моды, а в случае поперечной – продольная и вторая поперечная моды.
5. При инжектировании объёмных акустических волн в гетероструктуры  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}/\text{Au}$  и  $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pt}$  наибольшая амплитуда прецессии намагниченности на границе с нормальным металлом возникает тогда, когда частота упругой волны совпадает с частотой ФМР, а толщина ферромагнитного слоя равна одной длине

волны. При амплитуде деформаций в упругой волне, превышающей  $10^{-4}$ , такая прецессия создает существенную спиновую накачку в нормальный металл с амплитудой, достаточной для экспериментального детектирования через обратный спиновый эффект Холла.

6. Воздействие пикосекундных биполярных и наносекундных прямоугольных импульсов деформаций на плёнки  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  толщиной порядка 10 нм приводит к возбуждению в них неоднородной магнитной динамики в виде стоячих спиновых волн. Эти затухающие волны имеют время жизни от 0.1 до 1 нс и спектральный состав, в котором определяется до 7 хорошо выраженных магнитных мод с частотами, достигающими 1 ТГц даже в слабых магнитных полях величиной в несколько кЭ.

**Достоверность** полученных результатов обеспечивается проверкой разработанного программного обеспечения на ряде стандартных задач микромагнетики, имеющих заранее известные решения. Кроме того, полученные результаты находятся в согласии с уже имеющейся совокупностью физических знаний и с результатами, полученными другими авторами.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на конференциях Spin Waves 2015 (Санкт-Петербург, Россия, 2015), Condensed Matter Matter Spin 26 (CMD 26) (Гронинген, Нидерланды, 2016), Novel Trends in Physics of Ferroids (Санкт-Петербург, Россия, 2017), Spin Waves 2018 (Санкт-Петербург, Россия, 2018), Frontiers of 21st Century Physics and Ioffe Institute (Санкт-Петербург, Россия, 2018), а также на научных семинарах лаборатории динамики материалов и лаборатории физики ферроиков ФТИ им. Иоффе.

**Личный вклад автора.** Все исследования, составляющие суть настоящей работы, были проведены автором единолично, включая разработку и отладку программного обеспечения. Постановка задач и анализ полученных результатов осуществлялись совместно с научным руководителем.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 печатных работах, список которых приведён в конце автореферата.

**Объем и структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 117 страниц, включая 34 рисунка и 1 таблицу. Список литературы содержит 207 наименований.

## Содержание работы

Во **введении** показывается актуальность настоящей работы, обозначается её цель и задачи, которые должны быть решены для достижения этой цели, и перечисляются основные положения, выносимые на защиту.

Здесь также выявляется научная новизна работы, приводятся данные о её научной и практической значимости, степени достоверности, апробации на конференциях и семинарах. Указывается личный вклад автора, перечисляются публикации по теме работы, а также приводится структура диссертации и её количественные характеристики.

**Первая глава** носит обзорно-вступительный характер. В ней излагается краткая хронология открытий в области спиновых явлений в ферромагнетиках и гетероструктурах на их основе и основных физических процессов, связанных с динамикой намагниченности и спин-поляризованным транспортом в контексте фундаментальной физики и приложений. Затем даётся обзор ключевых работ, связанных с возбуждением и распространением магнитоупругих волн в магнитных средах. Акцентируется внимание на использовании магнитоупругой связи в задачах спинтроники для возбуждения и передачи спинового сигнала, рассматриваются различные способы реализации такого контроля. Затем излагается метод микромагнитного моделирования, модернизированная версия которого является основным методом исследования в данной работе. Описываются детали его устройства и обсуждается существующее на момент постановки задач данной работы программное обеспечение, реализующее такой метод. Отмечаются его недостатки с точки зрения применимости к задачам механического возбуждения магнитной динамики и необходимость усовершенствования путём добавления описания упругих явлений и взаимного влияния деформаций и намагниченности друг на друга в магнитоупругих материалах.

**Вторая глава** посвящена исследованию воздействия стоячих упругих волн с волновым вектором в плоскости плёнки на тонкую (2 нм) плёнку  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ , помещённую между двумя упругими полупространствами [A1].

В начале главы даются сведения о методе микромагнитного моделирования, усовершенствованном с учётом влияния деформаций на намагниченность. Для этого в свободную энергию  $F$  ферромагнетика, содержащую вклады, соответствующие воздействию внешнего магнитного поля, обменному взаимодействию, диполь-дипольному взаимодействию и магнитокристаллической анизотропии добавляется член, ответственный за магнитоупругое взаимодействие между намагниченностью  $\mathbf{M}$  и упругими деформациями  $\varepsilon_{ij}$  ( $i, j = x, y, z$ ). Затем с его учётом рассчитывается действующее на локальную намагниченность эффективное поле  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\partial F/\partial \mathbf{M}$ , которое подставляется в уравнение Ландау-Лифшица-Гилберта

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})], \quad (1)$$

где  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$  - приведённая намагниченность, по модулю равная единице,  $\gamma$  - гиромагнитное отношение электрона, а  $\alpha$  - коэффициент затухания

Гилберта. Моделирование осуществлялось путём численного интегрирования этого уравнения с помощью проективного метода Эйлера. При этом деформации в стоячей упругой волне, задающие магнитоупругий вклад в эффективное поле, на каждом шаге интегрирования задавались по периодическому закону  $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{\max} \sin(2\pi x/\lambda) \cos(2\pi \nu t)$ , где  $\varepsilon_{\max}$  - амплитуда деформаций,  $x$  - координата в плоскости плёнки,  $\lambda$  и  $\nu$  - длина и частота упругой волны соответственно. Для корректного расчета вклада диполь-дипольного взаимодействия производилось суммирование по ансамблю вычислительных наноячеек с учетом взаимной разориентации осциллирующих спинов [A1].

Моделирование было проведено при амплитуде деформаций  $5 \times 10^{-3}$  в продольной волне и  $2.5 \times 10^{-3}$  в поперечной волне в широком диапазоне частот  $\nu$ , охватывающем частоту ФМР  $\nu_{\text{res}} \approx 10$  ГГц. Было показано, что стоячие упругие волны возбуждают в плёнке  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  стоячие спиновые волны с длиной волны  $\lambda$  и частотой, в стационарном режиме преимущественно равной частоте возбуждения  $\nu$  (см. ниже).

При частоте  $\nu = 50$  ГГц  $\gg \nu_{\text{res}}$  прецессия намагниченности имеет относительно небольшую амплитуду ( $\Delta m_y \sim 0.01$ ) и простой вынужденный характер, строго следуя за возбуждающей волной. При понижении частоты упругой волны до частоты ФМР амплитуда возбуждаемой прецессии сильно возрастает. Расчёты выявили нелинейный характер этой прецессии, обусловленный большими (телесный угол прецессии  $\sim 0.5$ ) отклонениями вектора намагниченности от равновесной ориентации. Нелинейные эффекты ярко проявляют себя в форме резонансных кривых, которые при  $\varepsilon_{\max} \sim 10^{-3}$  становятся сильно асимметричными [Рис. 1] в отличие от аналогичных кривых в случае малых деформаций  $\varepsilon_{\max} \sim 10^{-5}$ , описываемых классическим лоренцианом. Отметим, что амплитуда прецессии достигает максимума на частоте  $\nu_{\text{max}}$  несколько меньше частоты ФМР недеформированной плёнки и остается большой даже на частотах, превышающих  $\nu_{\text{max}}$  на 1 ГГц.

При возбуждении продольной акустической волной с частотой  $\nu = 1.25$  ГГц  $\ll \nu_{\text{res}}$  была обнаружена двойная динамика намагниченности, показанная на Рис. 2. В этом случае стоячие спиновые волны имеют сложную пространственно-временную структуру, в которой на прецессию с частотой возбуждающей волны накладываются колебания с частотой  $\nu_{\text{res}}$ , которая, однако, меняется вдоль стоячей волны и зависит от значения деформаций в точке в данный момент времени. Такой тип динамики сохраняется в установившемся режиме, в то время как в случае возбуждения поперечными упругими волнами аналогичная динамика намагниченности наблюдается лишь во время переходного процесса.

Полученные для стоячих спиновых волн результаты были применены для вычисления спинового тока, накачиваемого динамически деформируемой плёнкой  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  в прилегающий нормальный металл, в качестве

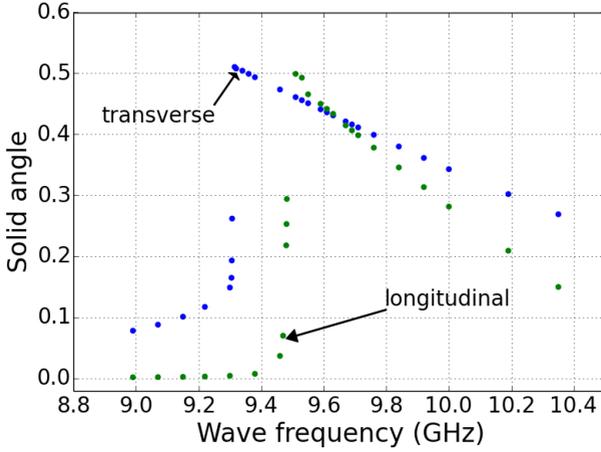


Рис. 1: Частотные зависимости телесного угла прецессии намагниченности в установившемся режиме в пучностях поперечных (transverse) и продольных (longitudinal) стоячих волн в плёнке  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ .

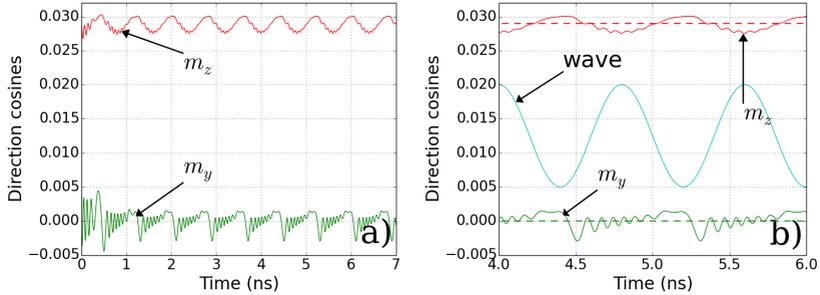


Рис. 2: Динамика намагниченности в пучности продольной стоячей волны с частотой  $\nu \cong 1.25$  ГГц в плёнке  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ . На панели (a) показана временная эволюция направляющих косинусов намагниченности  $m_y$  и  $m_z$  на всём времени моделирования, включая переходный процесс; (b) - увеличенный вид стационарного режима.

которого было выбрано золото. Были определены временные зависимости компонент плотности спинового тока  $\mathbf{J}_s = (\hbar/4\pi)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r] \mathbf{m} \times d\mathbf{m}/dt$  вблизи интерфейса  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}|\text{Au}$  и найдены их средние значения. С использованием результатов первопринципных расчётов спинового смешивания  $g_{\uparrow\downarrow}^r$  на интерфейсе  $\text{Fe}|\text{Au}$  [15] было показано, что постоянная составляющая плотности спинового тока при оптимальной частоте возбуждения  $\nu_{\text{max}}$  достигает в стационарном режиме величины порядка  $3 \times 10^{27} \text{ h M}^{-2} \text{ c}^{-1}$ . Для оценки эффективности предсказанной спиновой накачки была также рассчитана постоянная составляющая поперечного электрического тока, возникающего в золоте вследствие обратного спинового эффекта Холла. Вычисления показали, что эта составляющая имеет значительную величину порядка 1 мкА, что может быть легко измерено экспериментально.

В третьей главе исследуется связанная магнитная и упругая динамика, индуцированная в гетероструктуре  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}/\text{Au}$  [Рис. 3] сдвиговой упругой волной, создаваемой присоединенным пьезоэлектрическим преобразователем [A2]. Для решения этой задачи процедура моделирования была усовершенствована путем добавления к уравнению ЛЛГ (1) дифференциального уравнения Навье-Коши

$$\rho \partial_{tt} u_i = \partial_j \sigma_{ij}, \quad (2)$$

где  $\rho$  - плотность материала,  $u_i$  ( $i = x, y, z$ ) - компоненты вектора механического смещения,  $\sigma_{ij}$  - компоненты тензора напряжений, включающего дополнительный магнитоупругий вклад, зависящий от направляющих косинусов намагниченности, и подразумевается суммирование по повторяющимся индексам. Моделирование осуществлялось путем численного решения системы связанных дифференциальных уравнений 1 и 2 для слоев  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  толщиной  $t_F$  от 100 до 892 нм и стандартного уравнения Навье-Коши для прилежащего слоя  $\text{Au}$  толщиной 2-3 мкм. Воздействие пьезоэлектрического преобразователя моделировалось путем введения периодического смещения  $u_y$  на границе ферромагнитного слоя с амплитудой  $u_{\text{max}}$ , обеспечивающей первоначальные сдвиговые деформации  $\varepsilon_{xy} \sim 10^{-4}$  вблизи границы при рассматриваемых частотах возбуждения  $\nu \sim 10$  ГГц.

Проведенные расчеты показали, что введенное смещение порождает сдвиговую упругую волну, распространяющуюся поперек слоя  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ . Эта волна испытывает частичное отражение на интерфейсе  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}|\text{Au}$  и проникает в слой золота, где ее длина уменьшается примерно в три раза. При наличии магнитного поля, отклоняющего намагниченность от исходного направления в плоскости ферромагнитного слоя, в последнем возникает прецессия намагниченности, обусловленная деформациями  $\varepsilon_{xy}(x, t)$ . В зависимости от соотношения между толщиной слоя  $t_F$  и длиной упругой волны  $\lambda$  прецессия либо является практически однородной (при  $t_F \ll \lambda$ ), либо имеет форму спиновой волны (при  $t_F \geq \lambda$ ). При этом частота прецессии совпадает с частотой механического возбуждения  $\nu$ , а длина спиновой волны

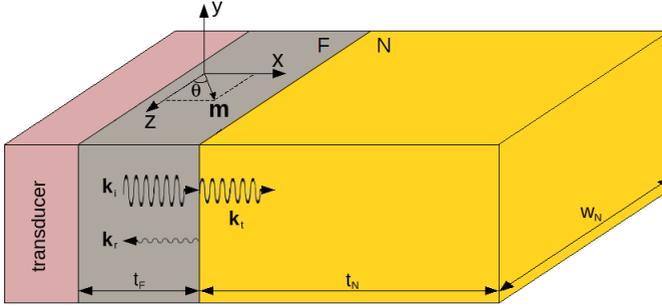


Рис. 3: Двойной слой ферромагнетик/нормальный металл, механически связанный с пьезоэлектрическим преобразователем, который создаёт упругую волну, распространяющуюся в ферромагнитном слое толщиной  $t_F$  и в слое нормального металла толщиной  $t_N$ .

равна длине упругой волны, составляющей 446 нм при  $\nu = 9$  ГГц, близкой к частоте ФМР  $\nu_{\text{res}} = 8.75$  ГГц недеформированной пленки  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ .

Моделирование также выявило возникновение в гетероструктуре двух дополнительных упругих волн, одна из которых является поперечной ( $\varepsilon_{xz} \neq 0$ ), а другая – продольной ( $\varepsilon_{xx} \neq 0$ ). Амплитуды деформаций  $\varepsilon_{xz}$  и  $\varepsilon_{xx}$  на два порядка меньше, чем максимальная деформация  $\varepsilon_{xy}$  в возбуждающей волне, и эти вторичные волны исчезают в отсутствие магнитоупругих членов в уравнении 2. Следовательно, обнаруженное явление обусловлено прецессией намагниченности и демонстрирует обратное влияние магнитной динамики на упругие деформации ферромагнетика.

Выполненные расчеты показали, что после переходного периода длительностью порядка 1 нс вблизи интерфейса  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}|\text{Au}$  возникает стационарная прецессия намагниченности с постоянной частотой и амплитудой. Этот устойчивый режим продолжается до тех пор, пока первичная упругая волна, отражённая от свободной поверхности слоя золота, не достигнет интерфейса (2.7-4 нс). Полученные для стационарной прецессии результаты были использованы для вычисления спиновых токов, накачиваемых в золото плёнками  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  различной толщины. Установлено, что осциллирующий спиновый ток содержит значительную постоянную составляющую, которая приобретает наибольшую величину при толщине  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ , равной длине возбуждающей упругой волны [Рис. 4]. При этом постоянная составляющая электрического тока, возникающего в золоте вследствие обратного спинового эффекта Холла и рассчитанного с учётом спинового противотока [16], составляет около 15 нА, что достаточно для экспериментального обнаружения спиновой накачки, создаваемой сдвиговой волной.

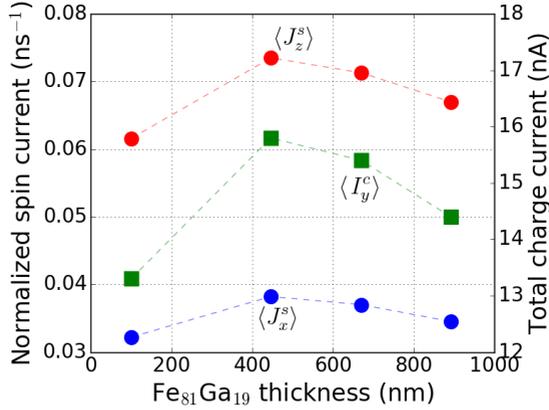


Рис. 4: Влияние толщины слоя  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  на постоянную составляющую спинового тока, накачиваемого в слой Au, и на постоянный электрический ток, устанавливающийся в этом слое при частоте возбуждения 9 ГГц. Графики показывают компоненты  $\langle J_x^s \rangle$  и  $\langle J_z^s \rangle$  усреднённой плотности тока спиновой накачки на границе  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}|\text{Au}$ , нормированные на  $(\hbar/4\pi)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r]$ , и величину постоянного электрического тока  $\langle I_y^c \rangle$ , рассчитанного для слоя Au с толщиной  $t_N \gg \xi_{\text{sd}}$  ( $\xi_{\text{sd}}$  - длина спиновой диффузии в Au) и шириной  $w_N = 10$  мкм.

В четвертой главе описывается исследование спиновой динамики, возникающей при распространении продольных упругих волн в толстых плёнках феррита кобальта  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  и в гетероструктурах  $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pt}$  [A4]. Рассматриваются кристаллические и аморфные плёнки  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ . Методика моделирования и геометрия исследуемой системы аналогичны описанным в предыдущей главе.

В ходе предварительного моделирования релаксации намагниченности к равновесной ориентации была определена частота ФМР недеформированных плёнок кристаллического и аморфного  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  с параметром затухания Гилберта, принятым равным 1 [17]. Сравнение этой частоты с гипотетической частотой ФМР тех же плёнок с нулевым затуханием, рассчитанной по аналитической формуле [A3], показало, что сильное магнитное затухание существенно снижает резонансную частоту плёнки (11 ГГц вместо 16 в случае кристаллической плёнки и 0.5 ГГц вместо 0.75 в случае аморфной), свидетельствуя о непригодности существующих аналитических выражений для определения резонансной частоты материалов с сильным затуханием.

Затем было произведено моделирование воздействия акустических волн на кристаллические и аморфные плёнки  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  с толщинами, много большими длины волны. На границе ферромагнитного слоя  $z = 0$  задавалось периодическое смещение  $u_z$  с амплитудой  $u_{\text{max}}(\nu)$ , обеспечивающей

деформацию  $\varepsilon_{zz} = 5 \times 10^{-6}$  вблизи границы при заданной частоте возбуждения  $\nu$ , которая варьировалась в широком интервале вокруг частоты ФМР. Расчеты показали, что в  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  возникает продольная упругая волна, амплитуда которой постепенно уменьшается с пройденным расстоянием  $z$ . Эта волна вызывает неоднородную прецессию намагниченности в виде спиновой волны с той же длиной волны, частотой и скоростью распространения, что и у возбуждающей упругой волны.

Таким образом, упругая волна служит носителем спиновой волны, которая сама по себе быстро исчезла бы в  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  из-за большого затухания Гилберта. Действительно, характерная длина распространения чисто спиновой волны составляет порядка 10 нм, в то время как у связанных упругой и спиновой волн с частотой, равной частоте ФМР, эта величина превышает 70 мкм. Отметим, что обратное воздействие прецессии намагниченности на деформационное состояние  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  проявляется не только в затухании возбуждающей продольной волны, но и в генерации двух вторичных сдвиговых волн со значительно меньшими амплитудами.

Исследование частотной зависимости амплитуды спиновой волны показало, что, как и в случае однородной прецессии, генерируемой в  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  переменным магнитным полем, максимум достигается на частоте ФМР. На этой частоте телесный угол прецессии при рассматриваемых малых деформациях  $5 \times 10^{-6}$  достигает значений от  $10^{-7}$  (кристаллический  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ) до  $10^{-4}$  стерадиан (аморфный  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ). Этот результат демонстрирует эффективность акустического возбуждения спиновых волн в  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ , которая оказывается даже выше, чем в  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ . Поэтому феррит кобальта представляется перспективным материалом для акустической спинтроники, несмотря на сильное магнитное затухание, характерное для этого ферримагнетика.

Моделирование спиновой динамики, индуцированной продольными упругими волнами, было также выполнено для двойных слоев  $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pt}$ . Для достижения наибольшей амплитуды прецессии на интерфейсе  $\text{CoFe}_2\text{O}_4|\text{Pt}$  возбуждение осуществлялось на частоте ФМР, а толщина слоя  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  была взята равной длине упругой волны в соответствии с предварительным моделированием и аналитическими акустическими расчётами. Вычисления продемонстрировали распространение акустической волны поперёк двойного слоя, её слабое отражение от интерфейса и формирование связанной с ней спиновой волны в  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ . При этом возникающая вблизи интерфейса прецессия намагниченности рассчитывалась с учётом увеличения магнитного затухания, обусловленного спиновой накачкой в прилегающий металл [18]. Найденная временная зависимость этой прецессии и экспериментальные данные, полученные для спинового смешивания на интерфейсе  $\text{CoFe}_2\text{O}_4|\text{Pt}$  [19], позволили рассчитать спиновый ток, генерируемый в слое Pt. Проведенные с учётом спинового

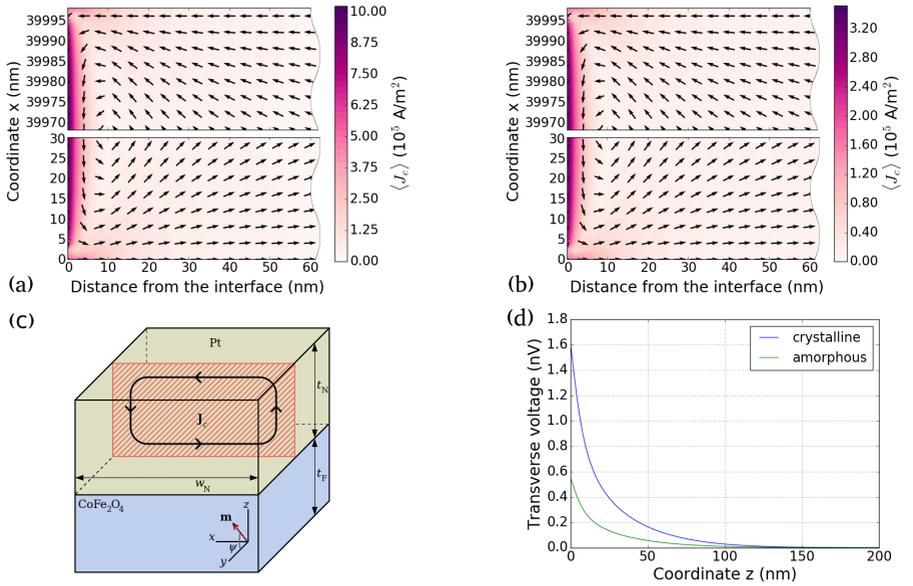


Рис. 5: Двумерные карты, показывающие распределения плотности постоянной составляющей электрического тока, установившегося в толстых слоях Pt, контактирующих с кристаллическим (a) и аморфным (b)  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ . Величина плотности тока показана цветом, а направление – стрелками. Карты соответствуют области толщиной 60 нм в слое Pt рядом с интерфейсом с  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  и расположены в плоскости  $zx$ , как показано на панели (c). Панель (d) иллюстрирует зависимость постоянной составляющей поперечного напряжения между боковыми границами слоя Pt от расстояния до интерфейса с кристаллическим/аморфным  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ . Толщина  $t_N$  и ширина  $w_N$  слоя Pt, влияющие в общем случае на электрический ток и поперечное напряжение, были выбраны равными 4 мкм и 40 мкм соответственно.

противотока [16] вычисления показали, что плотность постоянной составляющей спинового тока вблизи границы Pt составляет  $7.5 \times 10^{25} \hbar \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$  в случае кристаллического слоя  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  при начальной амплитуде волны  $\varepsilon_{\text{max}} = 5 \times 10^{-4}$  и  $4.8 \times 10^{25} \hbar \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$  в случае аморфного слоя при  $\varepsilon_{\text{max}} = 5 \times 10^{-5}$ .

Данные о спиновой накачке были использованы для расчета электрического тока и распределения электрического потенциала в слое Pt толщиной 4 мкм, который был выполнен путём решения уравнения Лапласа с соответствующими граничными условиями. Вычисления показали, что вблизи интерфейса формируется специфическое вихреподобное распределение постоянной составляющей электрического тока [Рис. 5]. При

этом между боковыми сторонами слоя Pt возникает электрическое напряжение, уменьшающееся с расстоянием от интерфейса. Вблизи последнего это поперечное напряжение составляет порядка 1 нВ, что доступно для экспериментального измерения.

Заключительная **пятая** глава посвящена исследованию динамики намагниченности, возбуждаемой в тонких ферромагнитных плёнках импульсами деформаций, проникающими из немагнитной подложки [A5]. В качестве объекта моделирования были выбраны нанопленки  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ , выращенные на GaAs. Свободной поверхности подложки придавалось перпендикулярное смещение  $u_z(t)$ , обеспечивающее возникновение в ней деформационного импульса заданной формы  $\varepsilon_{zz}(z, t)$ . Рассматривались пикосекундные биполярные импульсы, формирующиеся при гауссовой зависимости  $u_z(t)$ , и наносекундные прямоугольные импульсы [Рис. 6]. При моделировании распространения импульса через гетероструктуру использовалась методика, применявшаяся для описания магнитоупругой динамики двойных слоев в двух предыдущих главах.

Было установлено, что после прохождения через GaAs деформационный импульс почти полностью проникает в  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ , вызывая в нем затухающую прецессию намагниченности. При этом выяснилось, что наносекундный прямоугольный импульс, сформировавшийся в подложке, воздействует на ферромагнитную пленку с толщиной  $d_F \sim 10$  нм только в течение нескольких пикосекунд. Это обусловлено деструктивной интерференцией импульса с собственным отражением от свободной поверхности пленки, которая сокращает время воздействия импульса до величины  $\tau_F = 2d_F/c_L$ , где  $c_L$  – скорость продольной упругой волны в  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ .

Моделирование показало, что длительность прецессии намагниченности зависит от магнитных граничных условий, формы и длительности импульса и составляет от 0.1 до 1 нс. Пространственное распределение амплитуды прецессии поперёк плёнки является сильно неоднородным и имеет вид стоячей спиновой волны. Вычисленные частотные спектры магнитных возбуждений выявили наличие до семи хорошо выраженных пиков в плёнках со свободными магнитными граничными условиями и до шести таких пиков в случае закрепления намагниченности на границах плёнки [Рис. 7]. Частоты этих пиков хорошо согласуются с частотами магнитных мод с волновыми векторами  $k_n = n\pi/d_F$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ), рассчитанными с помощью аналитического дисперсионного соотношения [20].

Наиболее важным результатом моделирования является предсказание возможности генерации магнонов с частотой, превышающей 1 ТГц. Такие магноны возникают под действием биполярных деформационных импульсов длительностью 4 пс, которые можно создать с помощью фемтосекундных лазерных импульсов [7], и наносекундных прямоугольных импульсов, индуцируемых пьезоэлектрическим преобразователем. Наиболее эффективно терагерцовые магноны возбуждаются в плёнках  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$

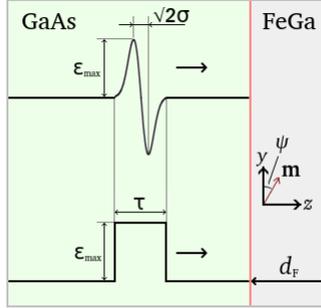


Рис. 6: Схематическое изображение биполярного и прямоугольного импульсов, используемых при моделировании гетероструктуры GaAs/Fe<sub>81</sub>Ga<sub>19</sub>. Время  $\tau$  обозначает длительность импульса,  $\varepsilon_{\max}$  – максимальную амплитуду деформаций в импульсе, а  $d_F$  – толщину плёнки Fe<sub>81</sub>Ga<sub>19</sub>.

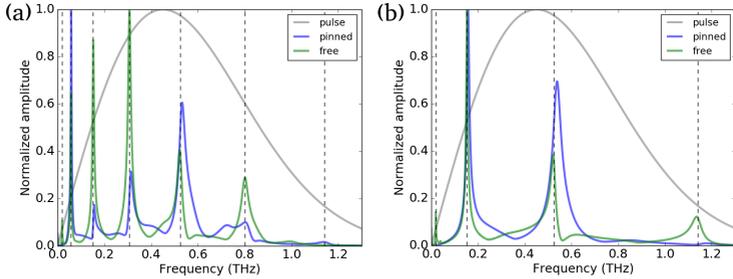


Рис. 7: Частотные спектры стоячих спиновых волн, возбуждаемых в плёнках Fe<sub>81</sub>Ga<sub>19</sub> толщиной 16 нм (a) и 8 нм (b) биполярным импульсом длительностью 4 пс. Спектры представляют собой нормированные и усреднённые по толщине плёнки амплитуды Фурье-преобразований временных зависимостей отклонений  $\Delta m_z(t)$ . Зелёная и синяя линии соответствуют свободным и “закреплённым” магнитным граничным условиям. Вертикальные пунктирные линии обозначают собственные частоты спиновых волн, рассчитанные с помощью аналитического дисперсионного соотношения. Серая кривая соответствует спектру возбуждающего импульса деформаций с амплитудой  $\varepsilon_{\max} = 1.55 \times 10^{-3}$ .

с толщиной 8 нм и свободными магнитными граничными условиями. Подчеркнём, что при этом оказывается достаточным наличие внешнего магнитного поля величиной всего в несколько кЭ.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые состоят в следующем:

1. Разработано программное обеспечение, позволяющее проводить моделирование магнитоупругих явлений путём численного решения связанной системы уравнений Ландау-Лифшица-Гилберта и Навье-Коши, учитывающей не только влияние деформаций на направление намагниченности в ферромагнетике, но обратное воздействие её переориентаций на деформационное состояние материала. При расчёте спиновой динамики также учитывается обменное и диполь-дипольные взаимодействия, магнитокристаллическая анизотропия, влияние внешнего магнитного поля и затухание Гилберта.
2. Численное моделирование с использованием вышеуказанного ПО показало, что под воздействием периодических упругих волн в ферромагнитных плёнках  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  и  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  при рассматриваемых условиях возникают спиновые волны с той же длиной волны и частотой, что и у возбуждающей волны. Бегущие упругие волны также задают скорость распространения переносимых ими спиновых волн.
3. В случае возбуждения наноплёнки  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  стоячими упругими волнами с волновым вектором в плоскости плёнки и амплитудой деформаций  $\sim 5 \times 10^{-3}$  обнаружены существенные нелинейные эффекты, проявляющиеся в изменении формы резонансной кривой по сравнению с классическим лоренцианом. При этом “окно” эффективной генерации прецессии намагниченности имеет значительную ширину около 1 ГГц. При возбуждении продольными волнами с частотой существенно ниже частоты ФМР в плёнке  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  возникают спиновые волны с переменной частотой, намного превышающей частоту акустической волны.
4. Описаны акустические явления, порождаемые прецессией намагниченности в плёнках  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  и  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  вследствие обратной магнитоупругой связи. Установлено, что при инжектировании в эти ферромагнитные плёнки бегущих упругих волн с волновым вектором, перпендикулярным их поверхностям, возникают вторичные упругие волны с другими компонентами тензора деформаций. В плёнках  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ , обладающих большим параметром затухания Гилберта, прецессия намагниченности также вызывает заметное затухание возбуждающей продольной волны. Тем не менее, характерная длина распространения такой волны с частотой ФМР

- составляет около 70 мкм, что обеспечивает передачу переносимого ей спинового сигнала на соответствующие расстояния.
5. Моделирование гетероструктур  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}/\text{Au}$  и  $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pt}$  показало, что наибольшая прецессия намагниченности на границе с нормальным металлом наблюдается тогда, когда частота возбуждающей упругой волны совпадает с частотой ФМР, а толщина ферромагнитного слоя равна длине упругой волны.
  6. На основе данных о прецессии намагниченности на границе динамически деформируемого ферромагнитного слоя произведён расчёт спиновой накачки в прилегающий нормальный металл. Для гетероструктур  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}/\text{Au}$  и  $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pt}$  вычислены спиновые токи и сопутствующие электрические сигналы, возникающие в Au и Pt в силу обратного спинового эффекта Холла. Расчёты предсказывают, что при резонансном возбуждении и амплитуде деформаций в упругой волне  $\sim 10^{-4}$  постоянные составляющие зарядового тока в Au ( $\sim 10$  нА) и поперечного электрического напряжения в Pt ( $\sim 1$  нВ) становятся достаточными для экспериментального обнаружения спиновой накачки в нормальный металл.
  7. Проведено моделирование воздействия пикосекундных биполярных и наносекундных прямоугольных акустических импульсов на плёнки  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  толщиной 8 и 16 нм, выращенные на подложке GaAs. Показано, что в ферромагнитной плёнке возбуждаются затухающие спиновые волны, время жизни которых составляет от 0.1 до 1 нс в зависимости от формы импульса, его длительности и типа магнитных граничных условий (свободные или “закреплённые”). Спектр этих стоячих волн содержит до 7 выделенных магнотонных мод, самые высокочастотные из которых могут иметь частоту свыше 1 ТГц. Генерирование терагерцовых мод оказывается более эффективным в пленках толщиной 8 нм и не требует приложения сильного магнитного поля, что свидетельствует о возможности создания источника спиновых сигналов терагерцового диапазона, возбуждаемого импульсами деформаций.

## Публикации автора по теме диссертации

- A1. *Azotsev, A. V.* Magnetization dynamics and spin pumping induced by standing elastic waves / A. V. Azotsev, N. A. Pertsev // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 94, issue 18. — P. 184401.
- A2. *Azotsev, A. V.* Coupled magnetic and elastic dynamics generated by a shear wave propagating in ferromagnetic heterostructure / A. V. Azotsev, N. A. Pertsev // *Appl. Phys. Lett.* — 2017. — Vol. 111, no. 22. — P. 222403.
- A3. *Azotsev, A. V.* Electrical Tuning of Ferromagnetic Resonance in Thin-Film Nanomagnets Coupled to Piezoelectrically Active Substrates / A. V. Azotsev, N. A. Pertsev // *Phys. Rev. Applied.* — 2018. — Vol. 10, issue 4. — P. 044041.
- A4. *Azotsev, A. V.* Dynamical spin phenomena generated by longitudinal elastic waves traversing  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  films and heterostructures / A. V. Azotsev, N. A. Pertsev // *Phys. Rev. B.* — 2019. — Vol. 100, issue 22. — P. 224405.
- A5. *Azotsev, A. V.* Excitation of high-frequency magnon modes in magnetoelastic films by short strain pulses / A. V. Azotsev, N. A. Pertsev // *Phys. Rev. Materials.* — 2020. — Vol. 4, issue 6. — P. 064418.

## Список литературы

1. Energy-efficient switching of nanomagnets for computing: straintronics and other methodologies / N. D'Souza, A. Biswas, H. Ahmad, M. S. Fashami, M. M. Al-Rashid, V. Sampath, D. Bhattacharya, M. A. Abeed, J. Atulasimha, S. Bandyopadhyay // *Nanotechnology.* — 2018. — Vol. 29, no. 44. — P. 442001.
2. Long-range spin Seebeck effect and acoustic spin pumping / K. Uchida, H. Adachi, T. An, T. Ota, M. Toda, B. Hillebrands, S. Maekawa, E. Saitoh // *Nat. Mater.* — 2011. — Vol. 10, no. 10. — P. 737–741.
3. Coherent elastic excitation of spin waves / A. Kamra, H. Keshtgar, P. Yan, G. E. W. Bauer // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 91, issue 10. — P. 104409.
4. *Ахиезер, А. И.* Связанные магнитоупругие волны в ферромагнитных средах и магнитоакустический резонанс / А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский // *ЖЭТФ.* — 1958. — Т. 35. — С. 228.
5. Surface acoustic wave driven ferromagnetic resonance in nickel thin films: Theory and experiment / L. Dreher, M. Weiler, M. Pernpeintner, H. Huebl, R. Gross, M. S. Brandt, S. T. B. Goennenwein // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 86, issue 13. — P. 134415.

6. A method to control magnetism in individual strain-mediated magnetoelectric islands / J. Cui, J. L. Hockel, P. K. Nordeen, D. M. Pisani, C.-Y. Liang, G. P. Carman, C. S. Lynch // *Applied Physics Letters*. — 2013. — Vol. 103, no. 23. — P. 232905.
7. Coherent Magnetization Precession in Ferromagnetic (Ga,Mn)As Induced by Picosecond Acoustic Pulses / A. V. Scherbakov, A. S. Salasyuk, A. V. Akimov, X. Liu, M. Bombeck, C. Brüggemann, D. R. Yakovlev, V. F. Sapega, J. K. Furdyna, M. Bayer // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105, issue 11. — P. 117204.
8. Elastically Driven Ferromagnetic Resonance in Nickel Thin Films / M. Weiler, L. Dreher, C. Heeg, H. Huebl, R. Gross, M. S. Brandt, S. T. B. Goennenwein // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 106, issue 11. — P. 117601.
9. Spin Pumping with Coherent Elastic Waves / M. Weiler, H. Huebl, F. S. Goerg, F. D. Czeschka, R. Gross, S. T. B. Goennenwein // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108, issue 17. — P. 176601.
10. *Kittel, C.* Interaction of Spin Waves and Ultrasonic Waves in Ferromagnetic Crystals / C. Kittel // *Phys. Rev.* — 1958. — Vol. 110, issue 4. — P. 836–841.
11. *Comstock, R. L.* Parametric Coupling of the Magnetization and Strain in a Ferrimagnet. I. Parametric Excitation of Magnetostatic and Elastic Modes / R. L. Comstock, B. A. Auld // *Journal of Applied Physics*. — 1963. — Vol. 34, no. 5. — P. 1461–1464.
12. Irreversible magnetization switching using surface acoustic waves / L. Thevenard, J.-Y. Duquesne, E. Peronne, H. J. von Bardeleben, H. Jaffres, S. Ruttala, J.-M. George, A. Lemaitre, C. Gourdon // *Phys. Rev. B*. — 2013. — Vol. 87, issue 14. — P. 144402.
13. The incorporation of the Cauchy stress matrix tensor in micromagnetic simulations / J. Dean, M. T. Bryan, G. Hrkac, A. Goncharov, C. L. Freeman, M. A. Bashir, T. Schrefl, D. A. Allwood // *Journal of Applied Physics*. — 2010. — Vol. 108, no. 7. — P. 073903.
14. Theory of magnetization precession induced by a picosecond strain pulse in ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As / T. L. Linnik, A. V. Scherbakov, D. R. Yakovlev, X. Liu, J. K. Furdyna, M. Bayer // *Phys. Rev. B*. — 2011. — Vol. 84, issue 21. — P. 214432.
15. First-principles study of magnetization relaxation enhancement and spin transfer in thin magnetic films / M. Zwierzycki, Y. Tserkovnyak, P. J. Kelly, A. Brataas, G. E. W. Bauer // *Phys. Rev. B*. — 2005. — Vol. 71, issue 6. — P. 064420.

16. *Jiao, H.* Spin Backflow and ac Voltage Generation by Spin Pumping and the Inverse Spin Hall Effect / H. Jiao, G. E. W. Bauer // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 110, issue 21. — P. 217602.
17. Field dependent transition to the non-linear regime in magnetic hyperthermia experiments: Comparison between maghemite, copper, zinc, nickel and cobalt ferrite nanoparticles of similar sizes / E. L. Verde, G. T. Landi, M. S. Carrião, A. L. Drummond, J. A. Gomes, E. D. Vieira, M. H. Sousa, A. F. Bakuzis // AIP Adv. — 2012. — Vol. 2, no. 3. — P. 032120.
18. *Tserkovnyak, Y.* Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films / Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Vol. 88, issue 11. — P. 117601.
19. Spin Hall magnetoresistance at Pt/CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> interfaces and texture effects / M. Isasa, A. Bedoya-Pinto, S. Vélez, F. Golmar, F. Sánchez, L. E. Hueso, J. Fontcuberta, F. Casanova // Appl. Phys. Lett. — 2014. — Vol. 105, no. 14. — P. 142402.
20. Systematic study of the spin stiffness dependence on phosphorus alloying in the ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As / S. Shihab, H. Riah, L. Thevenard, H. J. von Bardeleben, A. Lemaître, C. Gourdon // Appl. Phys. Lett. — 2015. — Vol. 106, no. 14. — P. 142408.

*Азовцев Андрей Валерьевич*

Микромагнитное моделирование спиновых явлений, вызванных упругими волнами и импульсами деформаций

Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук

Подписано в печать \_\_\_\_\_.\_\_\_\_\_.\_\_\_\_\_. Заказ № \_\_\_\_\_

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 70 экз.

Типография \_\_\_\_\_

