

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

На правах рукописи

Азовцев Андрей Валерьевич

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

Специальность 01.04.07 —

«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

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

Санкт-Петербург — 2020

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Обзор литературы	11
1.1 Спиновые явления в ферромагнитных материалах и гетероструктурах	11
1.2 Магнитоупругое взаимодействие между спинами и деформациями	22
1.3 Метод микромагнитного моделирования	28
Глава 2. Динамика намагниченности и спиновая накачка, вызванные стоячими упругими волнами	31
2.1 Введение и методика расчётов	31
2.2 Динамика намагниченности под влиянием упругих волн	36
2.3 Спиновая накачка, вызванная упругими волнами	45
2.4 Заключение	49
Глава 3. Связанная магнитная и упругая динамика, возбуждаемая бегущими сдвиговыми волнами	51
3.1 Введение и методика моделирования	51
3.2 Магнитная и упругая динамика в двойном слое $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19} \text{Au}$	54
3.3 Спиновая накачка в нормальный металл под действием упругих волн	58
3.4 Заключение	60
Глава 4. Спиновые явления, индуцированные продольными упругими волнами в пленках и гетероструктурах феррита кобальта	61
4.1 Введение и методика моделирования	61
4.2 Возбуждение спиновых волн в толстых плёнках CoFe_2O_4	65
4.2.1 Кристаллические плёнки	65
4.2.2 Аморфные плёнки	70

4.3	Генерация спинового и электрического тока в двойных слоях CoFe ₂ O ₄ /Pt	75
4.4	Заключение	82
Глава 5. Возбуждение высокочастотных магнетонных мод в магнитоупругих плёнках с помощью коротких импульсов деформаций		
5.1	Введение и методика расчётов	84
5.2	Динамика намагниченности под действием импульсов деформаций	87
5.3	Заключение	92
Заключение		94
Список литературы		97

Введение

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 инжекции 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 ($\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$, CoFe_2O_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 (CoFe_2O_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 CoFe_2O_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 прилегающий 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. Суммарные 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 магнотерагерцового диапазона, необходимых для разработки быстродействующих магнотерагерцовых 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 плёнках 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 Division 26 (CMD 26) (Гронинген, Нидерланды, 2016), Novel Trends in Physics of Ferroics (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 работы. 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.

Основная часть работы имеет следующую структуру:

Глава 1 носит вступительный характер. В ней сообщаются общие сведения о спиновых и магнитоупругих явлениях в ферромагнитных материалах и гетероструктурах, производится обзор работ по теме диссертации, а также излагаются основы метода микромагнитного моделирования, модифицированная версия которого легла в основу данной работы.

Глава 2 посвящена исследованию воздействия стоячих упругих волн со значительной ($\sim 10^{-3}$) амплитудой деформаций на ферромагнитные плёнки $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$. Выявлены нелинейные эффекты, присущие такому возбуждению, дана оценка эффективности спиновой накачки из возбуждаемых таким образом плёнок в прилежащий нормальный металл.

Глава 3 посвящена исследованию прохождения бегущих поперечных упругих волн через гетероструктуры $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}/\text{Au}$. Описываются характеристики спиновых волн, возбуждаемых упругими волнами, выявляется генерация вторичных упругих волн, приводятся условия максимизации спиновой накачки в прилежащий нормальный металл.

В главе 4 внимание уделяется возбуждению толстых плёнок кристаллического

и аморфного CoFe_2O_4 , а также гетероструктур $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pt}$ бегущими продольными акустическими волнами. Описывается связанная магнитная и упругая динамика в этом материале с сильным магнитным затуханием, демонстрируется возможность распространения в нём магнитоупругих волн на большие расстояния, показывается возможность экспериментальной регистрации спиновой накачки из динамически деформируемого CoFe_2O_4 в Pt.

В главе 5 приведены результаты исследования воздействия коротких биполярных и прямоугольных импульсов деформаций на тонкие плёнки $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$. Такое возбуждение приводит к возникновению в $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ неоднородной прецессии намагниченности, имеющей характер стоячих спиновых волн, являющихся суперпозицией магнитных мод. Описывается влияние параметров импульса на время жизни и спектральные характеристики возбуждаемой прецессии. Демонстрируется генерация мод с частотой свыше 1 ТГц в слабых магнитных полях величиной несколько кЭ.

В заключении подводятся итоги настоящей работы и формулируются её основные результаты.

Глава 1. Обзор литературы

1.1 Спиновые явления в ферромагнитных материалах и гетероструктурах

Явление ферромагнетизма обязано своим существованием магнитному моменту электрона, который неразрывно связан с его *спином*. Спин - это число, характеризующее собственный механический момент элементарных частиц и принимающее дискретный набор значений, как было показано в опыте Штерна и Герлаха в 1922 г. [15] Для электрона оно равно $\frac{1}{2}\hbar$, где \hbar - постоянная Планка. Собственный магнитный момент $\boldsymbol{\mu}$ частицы, обладающей массой m , зарядом q и спином \mathbf{S} составляет [16]

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{g_s q}{2m} \mathbf{S}, \quad (1)$$

где g_s - так называемый g-фактор, безразмерная величина, для электрона приблизительно равная 2. В силу своей квантовой природы спин электрона принимает одно из двух дискретных значений, “спин вверх” или “спин вниз”. Материалы, имеющие атомы с заполненными электронными оболочками, не обладают магнитным моментом, потому что магнитные поля спаренных электронов в оболочках взаимно компенсируют друг друга. Только атомы с частично заполненными оболочками (т. е. с непарными спинами) могут обладать магнитным моментом. При приложении внешнего магнитного поля эти неспаренные моменты (спины) ориентируются вдоль него, что получило название парамагнетизма. В ферромагнетиках же существует сила, называемая обменным взаимодействием, стремящаяся ориентировать спины материала параллельно даже в отсутствие внешнего магнитного поля, что приводит к возникновению спонтанной намагниченности.

Обменное взаимодействие, имеющее квантовую природу и возникающее в силу антисимметричности волновой функции электрона, было открыто независимо Гейзенбергом [17] и Дираком [18] в 1926 г. Потенциальная энергия этого взаимодействия между спинами \mathbf{S}_i и \mathbf{S}_j может быть записана в виде [19]

$$U = -2JS_i\mathbf{S}_j, \quad (2)$$

где J - обменный интеграл. В зависимости от знака J взаимодействие может приводить к ферромагнитному (положительный знак) или антиферромагнитному (отрицательный знак) порядку. Тепловые флуктуации, напротив, стремятся разориентировать спины хаотично, и тем сильнее, чем выше температура. Значение температуры, при которой ферромагнетик теряет свой порядок и переходит в парамагнитное состояние, называется температурой Кюри и обозначается T_c . Переход этот происходит не резко; намагниченность материала постепенно падает с приближением температуры к точке Кюри, что количественно может быть описано выражением вида [20]

$$z = \tanh(zT_c/T), \quad (3)$$

где $z = M_s(T)/M_s(T = 0)$ - приведённая намагниченность, M_s - намагниченность насыщения, то есть максимально возможная намагниченность при данной температуре. Намагниченность же понимается как магнитный момент единицы объёма вещества. На Рис. 1 показан пример зависимости намагниченности от температуры для никеля. При температурах существенно ниже температуры Кюри намагниченность насыщения может считаться постоянной величиной, а состояние намагниченности в материале может быть описано безразмерным вектором $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, модуль которого всегда равен единице: $|\mathbf{m}| = 1$. В настоящей работе мы часто будем пользоваться этой величиной и называть намагниченностью её.

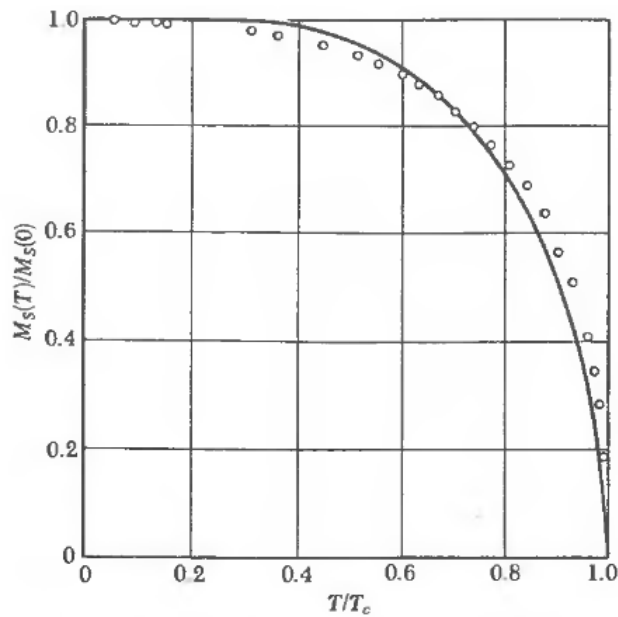


Рисунок 1: Зависимость M_s от T/T_c для никеля. Точки соответствуют экспериментальным данным, сплошная линия - уравнению (3). Рисунок взят из [20].

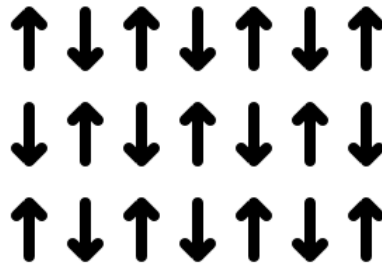


Рисунок 2: Магнитный порядок в антиферромагнитном материале. Соседние моменты расположены антипараллельно.

При отрицательном знаке J в формуле (2) в материале возникает антиферромагнитный порядок. В этом случае соседние спины расположены антипараллельно, как показано на Рис. 2. Такая форма магнетизма была описана Луи Неелем в 1948 г. [21]. Так же, как и в ферромагнетиках, в антиферромагнетиках порядок существует лишь при температурах ниже определённого значения, получившего название температуры Нееля. При температурах выше температуры Нееля антиферромагнетики теряют свой порядок и становятся, как правило, парамагнетиками. При низких температурах эти материалы имеют спонтанную намагниченность, как и ферромагнетики: в отсутствие внешнего поля их суммарная намагниченность равна нулю вследствие антипараллельной ориентации спинов. Во внешнем же поле одна из магнитных подрешёток может превалировать над другой, приводя к отличному от нуля суммарному магнитному моменту.

Слой антиферромагнитного материала может взаимодействовать с прилежащим ферромагнитным слоем, приводя к явлению обменного смещения (exchange bias) [22]. При этом спины в приповерхностном слое ферромагнетика ориентруются вдоль спинов в слое антиферромагнетика, приводя к эффективному магнитному “закрепелнию” ферромагнитного слоя. С помощью охлаждения структуры во внешнем магнитном поле можно задавать желаемое направление намагниченности в фиксированном слое. Если при этом разместить рядом с фиксированным слоем ещё один ферромагнитный слой (т. н. свободный), отделённый от фиксированного прослойкой немагнитного материала, получится структура, называемая спиновым клапаном. Сопротивление такого клапана будет зависеть от взаимной ориентации намагниченности в слоях в силу эффекта гигантского магнетосопротивления. Такие структуры нашли

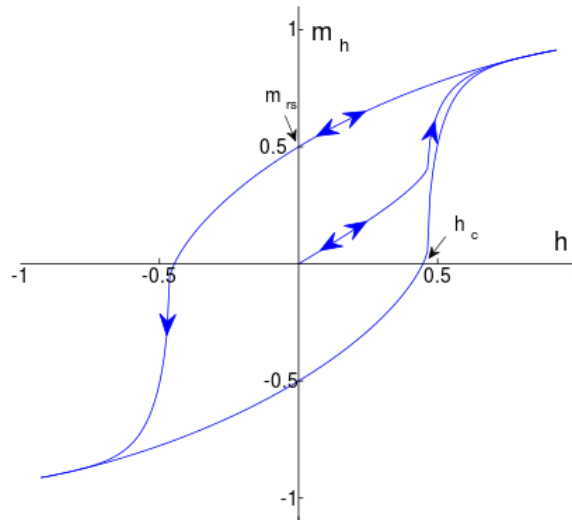


Рисунок 3: Зависимость намагниченности m от внешнего поля h . Кривая пересекает оси координат соответственно в точках h_c и m_{rs} . Рисунок взят из [25].

широкое применение в технике, преимущественно в качестве сенсоров магнитного поля и в считывающих головках магнитных дисков [23; 24].

Переключение намагниченности в ферромагнетике с помощью магнитного поля имеет сложный характер и зависит от приложенного поля нелинейно, проявляя так называемый гистерезис [Рис. 3]. Так как ферромагнетик обладает спонтанной намагниченностью, при снятии внешнего магнитного поля намагниченность не обращается в нуль, а сохраняет конечное значение, называемое остаточной намагниченностью (m_{rs} на Рис. 3). Поле же, при котором намагниченность после переключения снова обращается в нуль, называется коэрцитивным полем (h_c на Рис. 3).

При приложении переменного магнитного поля с частотой ν в ферромагнетике возбуждается когерентная прецессия намагниченности. Амплитуда этой прецессии зависит от частоты возбуждения, что проявляется в разнице поглощения микроволновой мощности магнитным материалом. При некоей частоте ν_r прецессия достигает максимальной амплитуды, а поглощение мощности максимальной величины. Это явление получило название ферромагнитного резонанса (ФМР), а частота ν_r - частоты ФМР или резонансной частоты; для большинства материалов ν_r лежит в диапазоне от 1 до 10 ГГц. ФМР был предсказан теоретически Ландау и Лифшицем в 1935 г. [26] и обнаружен экспериментально независимо Гриффитсом [27] и Завойским [28] в 1946 г. В работах 1947-1948 гг. Киттель получил формулу для частоты ν_r , ставшую впоследствии

классической:

$$\nu_r = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{[H_z + (N_y - N_z)4\pi M_z][H_z + (N_x - N_z)4\pi M_z]}, \quad (4)$$

где γ - гиромагнитное отношение электрона, H_z - магнитное поле, N_x, N_y, N_z - факторы размагничивания, в сумме дающие 1, M_z - компонента намагниченности вдоль поля H_z . Явление ФМР нашло широкое применение в многочисленных приложениях, где желаемо возбуждать прецессию намагниченности с большой амплитудой; для этого частоту внешнего возбуждения, независимо от его природы, стараются сделать близкой или равной частоте ν_r .

Помимо однородной моды (ФМР), в ферромагнетике могут существовать неоднородные возбуждения (*спиновые волны*). Они возникают из-за того, что спины в материале могут влиять друг на друга как на малых (с помощью обменного взаимодействия), так и на больших (с помощью диполь-дипольного взаимодействия) расстояниях. Впервые явление спиновых волн было предсказано теоретически Блохом в статье 1930 г. [29]. В этой работе он рассмотрел простую модель, учитывающую лишь обменное взаимодействие между ближайшими соседями, и получил дисперсионное соотношение спиновых волн $\omega(k) = Dk^2$, где ω - круговая частота спиновой волны, D - спиновая жёсткость, а k - волновое число. Следующей важной работой, где было учтено внешнее магнитное поле и диполь-дипольное взаимодействие между спинами, является работа Хольстейна и Примакова [30]; в ней на основе квантового микроскопического подхода строится теория спиновых волн в ферромагнетиках, которая затем применяется для анализа зависимости намагниченности и магнитной восприимчивости от внешнего поля и температуры.

Хотя такие микроскопические модели и точны, их использование для анализа экспериментальных данных затруднено в связи с неудобством сравнения величин, оперируемых моделью, с макроскопическими величинами, присутствующими в эксперименте, такими как феноменологические константы анизотропии, магнитоупругие коэффициенты или энергия размагничивания [31]. Это побудило исследователей развить макроскопический подход, в котором в качестве динамических переменных используются усреднённые по объёму микроскопические параметры, считающиеся непрерывно меняющимися от точки к точке. Такими параметрами является намагниченность (вместо магнитных моментов индивидуальных атомов) и магнитное поле, как внешнее, так и возникающее в результате разнообразных взаимодействий внутри самого

ферромагнетика. Динамика этих параметров описывается уравнениями Максвелла и Ландау-Лифшица (ЛЛ). Последнее было получено Ландау в работе 1935 г. [26]:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}, \quad (5)$$

где \mathbf{m} - безразмерная намагниченность (по модулю равная единице), а \mathbf{H}_{eff} - эффективное поле, в котором осуществляется прецессия намагниченности.

Это уравнение затем стало крайне широко применяться для макроскопического описания магнитной динамики и применяется до сих пор; без преувеличения его можно назвать одним из самых важных в этой области. В 1951 г. Херринг и Киттель публикуют работу [32], в которой развивают теоретическое описание спиновых волн в неограниченной среде на основе уравнения ЛЛ (5). Новый формализм позволил с удобством учитывать дополнительные эффекты, влияющие на намагниченность помимо обменного и диполь-дипольного взаимодействия, такие как, например, магнитокристаллическая анизотропия. Авторы решают систему уравнений, включающую в себя уравнения Максвелла и Ландау-Лифшица; в последнем принимается допущение о малости отклонения намагниченности от положения равновесия, позволяющее линеаризовать уравнение и ставшее впоследствии классическим в аналитических исследованиях магнитной динамики. Результаты включают в себя дисперсионное соотношение спиновых волн в неограниченной среде для произвольного направления распространения волны относительно вектора намагниченности:

$$\omega^2(k) = (\omega_H + Dk^2)(\omega_H + Dk^2 + \omega_M \sin^2 \theta_k), \quad (6)$$

где $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = \gamma 4\pi M_s$, θ_k - угол между \mathbf{m} и \mathbf{k} , H_0 - внешнее магнитное поле.

В дальнейших работах исследуется распространение волн в средах с конечной или частично конечной геометрией в магнитостатическом приближении; последнее значит, что характерный размер образца достаточно велик, чтобы можно было пренебречь коротковолновым эффектом обменного взаимодействия, но достаточно мал, чтобы можно было пренебречь эффектом электромагнитного распространения. Сюда можно отнести теоретические работы Уолкера 1957 г. [33], где проводится исследование магнитостатических спиновых волн в эллипсоиде, ось вращения которого совпадает с направлением внешнего магнитного поля, и Деймона и Эшбаха [34], исследовавших

магнитостатические моды тонкой ферромагнитной плёнки, имеющей конечную толщину и бесконечные размеры в плоскости. Дисперсионное соотношение, полученное ими, имеет достаточно сложный вид и требует решения трансцендентного уравнения; приведём качественные следствия этого соотношения. Помимо однородной моды ФМР, в тонкой плёнке, намагниченной в плоскости, могут существовать два разных типа спиновых волн: поверхностные и обратные объёмные. Первые распространяются вдоль поверхности плёнки и имеют положительную дисперсию: с ростом волнового числа их частота увеличивается. Вторые распространяются в объёме плёнки и имеют отрицательную дисперсию, отсюда и название “обратные”. Наблюдение тех или иных мод зависит от угла распространения; обратные объёмные волны имеют место всегда; поверхностные волны существуют в диапазоне углов от некоего критического угла θ_c до 90° . Нормально намагниченные тонкие плёнки рассматриваются, например, в работах Деймона и Ван Де Ваарта [35] и Пареха [36]; показывается, что такая геометрия приводит к распространению в плёнке прямых объёмных волн с положительной дисперсией. Наконец, работы 1986 и 1990 г. за авторством Калиникова, Славина и др. рассматривают общий случай распространения спиновых волн в магнитно-изотропных [37] и анизотропных [38] плёнках. Учитывается как обменное, так и диполь-дипольное взаимодействие; рассматривается произвольное направление намагниченности плёнки и произвольные магнитные граничные условия. Методами теории возмущений выводится общее дисперсионное соотношение, имеющее, однако, весьма сложный вид.

Завершая обсуждение спиновых волн, отметим, напоследок, вопрос для настоящей работы чисто терминологический. В литературе часто встречается термин “магнон”; под этим понимается квазичастица, являющаяся квантом спиновой волны. Понятие это было предложено Блохом в его работе 1930 г. [29]; дальнейшее развитие получило в квантовых подходах к описанию спиновых волн, например, в [30]. Магноны имеют энергию $\hbar\omega(k)$ и квазиимпульс $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$, где \mathbf{k} – волновой вектор спиновой волны, а ω – её частота. Магнонное описание оказалось удобным для процессов рождения, уничтожения и преобразования (квази)частиц в твёрдых телах; в данной работе, однако, мы будем преимущественно пользоваться языком “волновой картины”, а не “частичной”.

Наряду с фундаментальными исследованиями спиновых явлений также развивается соответствующая область физики и техники, получившая в 1996 г. название *спинтроники* [39]. В этой области основной интерес направлен на

использование спина для записи, хранения, передачи, обработки и воспроизведения информации. Приведём краткий обзор основных работ по спинтронике, имеющих отношение к теме настоящей диссертации, следуя приблизительно хронологии, изложенной в [40]. Первыми исследованиями, положившими начало пониманию спин-поляризованного транспорта, можно считать работы Мотта 1936 г. [41; 42]. В них он искал объяснение необычному сопротивлению ферромагнетиков. Было обнаружено, что при низких температурах электроны в ферромагнетике с разнонаправленными спинами не смешиваются в процессе рассеяния, доставляя два независимых и неравных вклада в проводимость материала: ток является спин-поляризованным. В дальнейшем важную роль сыграли измерения на туннельных контактах: в ряде экспериментальных работ [43—45] было обнаружено, что при прохождении электрического тока через структуру N/F/N (где N - нормальный металл, F - ферромагнитный полупроводник) кривые ток-напряжение зависят от магнитного поля, приложенного к полупроводнику. неполяризованный ток, проходя через ферромагнитный слой, становится спин-поляризованным, доставляя возможность использования такой структуры в качестве спинового фильтра [46; 47]. Позже было показано, что спин-поляризованный ток остаётся таковым, покидая ферромагнетик [48—50], что имеет существенное значение, так как в любых устройствах, использующих спин для кодирования информации, необходим его источник.

Исторически первым способом создания неравновесной концентрации спина в материале стала электрическая спиновая инжекция, открытая экспериментально в 1963 г. Кларком и Феером [51], которые пропускали постоянный ток через образец InSb в присутствии постоянного магнитного поля, что вызывало спиновую поляризацию ядер материала. Это открытие мотивировало многочисленные работы, среди которых отметим теоретическую работу Аронова 1976 г. [52], где предсказывается, что, при пропускании электрического тока через гетероструктуру ферромагнетик/нормальный металл, в последнем будет наблюдаться накопление спина, поступающего из ферромагнитного слоя, локализованное в области, соответствующей длине спиновой диффузии [52; 53]. Экспериментально это явление было обнаружено в 1985 г. Джонсоном и Силсби [54; 55].

Альтернативным способом создания неравновесной спиновой поляризации и аккумуляции является оптическая накачка или оптическая ориентация (оба термина синонимичны). В этом методе угловой момент поглощённого

света с круговой поляризацией передаётся материалу; метод получил преимущественное развитие в полупроводниках [56—60]. Первой работой в этой области является статья Лампела 1968 г. [61], в которой демонстрируется оптическая поляризация ядерных спинов в кремнии, которые, в свою очередь, создают магнитные поля существенной величины, влияющие на спины электронов. Дальнейшее развитие метод получил в ряде работ [62—64]; показывается, что обращение поляризации падающего света также обращает неравновесную спиновую поляризацию, возникшую в материале. Метод также оказался полезным в физике высоких энергий и в изучении поверхностного магнетизма, доставляя в качестве метода детекции фотоэмиссию спин-поляризованных электронов [65].

Ещё одним способом транспорта спина из ферромагнетика в нормальный металл является спиновая накачка, предложенная Церковняком в 2002 г. [66] для объяснения увеличенного магнитного затухания на границе со слоем нормального металла. В этой работе показывается, что прецессия намагниченности в ферромагнетике, будь то проводник или изолятор, ведёт к уходу углового момента в прилегающий нормальный металл, коль скоро присутствует затухание. Экспериментальное подтверждение эффект получил в 2004 г. в работе Ленца [67], где наблюдалась резонансная спиновая накачка в слой Cu со стороны слоёв Ni и Co. По сути, этот эффект является обратным так называемому эффекту STT - spin transfer torque (вращательный момент в результате переноса спина), при котором инжекция спин-поляризованного тока в ферромагнетик приводит к возникновению в последнем вращательного момента, и, соответственно, прецессии намагниченности, что является одним из механизмов возбуждения магнитной динамики.

Хотя явление STT впервые было рассмотрено ещё в конце 1970-х и в 1980-х [68] в работах по движению доменных стенок под действием спин-поляризованного тока [69—71], основными работами, давшими толчок изучению STT в контексте спинтроники, стали статьи Слончевского [72] и Бергера [73] 1996 г, в которых показывается, что спин-поляризованный ток, направленный перпендикулярно плоскости трёхслойной магнитной гетероструктуры, может вызвать достаточный вращательный момент, чтобы изменить ориентацию намагниченности одного из слоёв. Слончевский показал, что, в зависимости от устройства гетероструктуры и величины приложенного магнитного поля, под влиянием постоянного спин-поляризованного тока может происходить как переключение

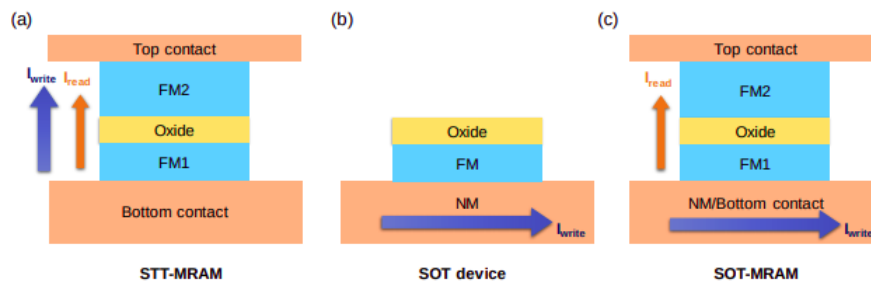


Рисунок 4: Схематическое изображение эффектов STT (a) и SOT [запись - (b), запись и чтение - (c)] в устройствах памяти. Рисунок взят из работы [74].

намагниченности из одного статического состояния в другое, так и возбуждение её прецессии. С точки зрения технологических приложений, использование STT в устройствах памяти обладает двумя серьёзными недостатками: во-первых, требуется существенный ток, который может привести к пробое диэлектрической прослойки между слоями ферромагнетика; во-вторых, ток, используемый для считывания информации, может вызвать нежелательное переключение намагниченности, приводя к ошибке чтения/записи. В попытках устранить эти недостатки внимание научного и инженерного сообщества было обращено на эффект SOT - spin-orbit torque (спин-орбитальный вращательный момент), который был открыт в 2009 г. [75]. Суть этого эффекта состоит в том, что в некоторых материалах спин-орбитальное взаимодействие обеспечивает естественный механизм связи между электрическим током и спинами. В работе [75] на примере $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ показывается, что состоянием намагниченности можно управлять, создавая в материале неравновесную спиновую поляризацию путём инжекции неполяризованного тока, направленного параллельно плоскости слоя. Схемы эффектов STT и SOT изображены на Рис. 4, где показано их применение в устройствах памяти, а именно, управление состоянием намагниченности ферромагнитного слоя путём пропускания через него либо спин-поляризованного (STT), либо обычного электрического тока (SOT).

Отметим ещё два способа, нашедших применение в качестве средств возбуждения магнитной динамики в ферромагнетиках: оптическое возбуждение и электрочувствительная интерфейсная анизотропия. В случае оптического возбуждения ферромагнитная плёнка служит мишенью для короткого лазерного импульса, который влияет на её намагниченность. Одним из способов, с помощью которых это происходит, является локальный нагрев материала, что

приводит к изменению магнитных параметров, таких как магнитокристаллическая анизотропия и намагниченность насыщения, приводя к размагничиванию материала [76; 77], переориентации спина [78; 79], запуску прецессии намагниченности [79; 80] или возбуждению спиновых волн [81; 82]. Недостатком этого способа является ограничение на повторное возбуждение, связанное с временем охлаждения материала. Вторым способом оптического возбуждения является нетепловое возбуждение, при котором падающий импульс с круговой поляризацией напрямую связывается с намагниченностью через обратный эффект Фарадея, передавая материалу свой угловой момент, который вызывает прецессию намагниченности [83; 84].

Электрочувствительная интерфейсная анизотропия представляет собой эффект влияния электрического поля, приложенного к металлической подложке, на поверхностную анизотропию металлического ферромагнитного нанослоя, нанесённого на эту подложку [85—87]. При подаче напряжения на подложку константа поверхностной анизотропии будет меняться, изменяя и равновесную ориентацию намагниченности в ферромагнитной плёнке, к которой она будет стремиться, вовлекаясь в прецессию. Такой метод возбуждения прецессии не требует внешнего магнитного поля, но реализуем лишь в очень тонких ферромагнитных плёнках толщиной порядка единиц нанометров.

Следует также упомянуть эффект, используемый в спинтронике не для возбуждения спиновой динамики, но для её регистрации. Речь идёт о прямом и обратном спиновом эффекте Холла (соответственно SHE - spin Hall effect и ISHE - inverse spin Hall effect), которые связывают распределение электрического заряда и спина в ферромагнитных металлах. Подобно электрическому заряду в обыкновенном эффекте Холла, в спиновом эффекте Холла происходит накопление спинов противоположной ориентации на стенках проводника, по которому в перпендикулярном направлении пропускается электрический ток. Обратный эффект заключается в накоплении электрических зарядов разного знака на стенках проводника, в котором существует спиновый ток. Явление впервые было предсказано в 1971 г. Дьяконовым и Перелем [88], а своё название эффекты получили в теоретической статье Хирша 1999 г. [89]. Обратный спиновый эффект Холла был обнаружен экспериментально в середине 1980-х [90—92], а прямой в 2004-2005 годах [93; 94]. Обратный спиновый эффект Холла нашёл широкое применение в спинтронике для детекции спинового тока,

накачиваемого из ферромагнетика в нормальный металл, путём измерения напряжения на поперечных стенках последнего [95; 96].

1.2 Магнитоупругое взаимодействие между спинами и деформациями

Перейдём теперь к рассмотрению магнитоупругих явлений, особенно в их связи с процессами распространения спиновых волн в ферромагнетиках. Явление магнитострикции, то есть возникновения в теле механических деформаций при помещении его в магнитное поле, был открыт Джоулем в 1847 г. [97]. Вскоре после этого, в 1865 г., Виллари обнаружил обратный эффект, получивший название обратной магнитострикции - изменения намагниченности тела при его упругом деформировании [98]. В основе обоих эффектов лежит общее физическое явление, так называемое *магнитоупругое взаимодействие*. В случае изотропного магнетика, намагниченного до насыщения внешним полем, деформация в силу намагниченности принимает вид: [99]

$$\lambda_s(\theta) = \frac{3}{2}\lambda_s \left[\cos^2(\theta) - \frac{1}{3} \right], \quad (7)$$

где λ_s - магнитострикция насыщения вдоль направления намагниченности, θ - угол между направлением внешнего поля и измеряемым направлением магнитострикции. Существуют аналогичные выражения и для анизотропных сред разной симметрии [99]. В случае кубического кристалла соответствующее выражение принимает вид:

$$\lambda_s = \frac{3}{2}\lambda_{100} \left[m_x^2\beta_x^2 + m_y^2\beta_y^2 + m_z^2\beta_z^2 - \frac{1}{3} \right] + 3\lambda_{111} [m_x m_y \beta_x \beta_y + m_x m_z \beta_x \beta_z + m_y m_z \beta_y \beta_z], \quad (8)$$

где λ_{100} - магнитострикция насыщения вдоль направления [100], λ_{111} - вдоль направления [111]; m_x, m_y, m_z - направляющие косинусы намагниченности, а $\beta_x, \beta_y, \beta_z$ - направляющие косинусы вектора, вдоль которого измеряется магнитострикция.

Первые работы, связанные с возбуждением акустических волн в средах, обладающих магнитострикцией, появились в 1958 г. В работе Ахиезера, Барьяхтара и Пелетминского [4] наводится аналитическая теория распространения

связанных магнитоупругих волн в ферромагнетиках. При этом используется феноменологический макроскопический подход, оперирующий намагниченностью M как величиной, непрерывно зависящей от координат и времени, и использующий уравнения Максвелла и Ландау-Лифшица. Сначала строится теория распространения чисто магнитных волн; затем к системе уравнений добавляется уравнение теории упругости, в которое, как и в уравнение Ландау-Лифшица, включены члены, связывающие намагниченность и деформации. Рассматривается случай проводящей среды с изотропными упругими и магнитоупругими свойствами. В предположении малых отклонений намагниченности и синусоидальных волн авторы решают линеаризованную систему уравнений и получают выражения для дисперсии магнитных и упругих волн, а также для их скоростей распространения и поляризации. Затем исследуется вопрос возбуждения плоских магнитных (спиновых) волн в упругом ферромагнитном полупространстве, на границе которого задаётся периодическое механическое смещение или напряжение. Решая систему уравнений, описывающую движение намагниченности под влиянием поперечных акустических волн, авторы получают искомые выражения для намагниченности и механического смещения как функций координат и времени. Появившаяся в тот же год работа Киттеля [10] имеет ту же цель - изучение связанной динамики магнонов и фононов в ферромагнитных кристаллах; для анализа явления применяется формализм Лагранжа и Гамильтона. Далее решается одномерная задача в линейном приближении; рассматриваются только поперечные акустические волны; в отличие от работы Ахиезера, ферромагнетик считается кристаллом, обладающим кубической симметрией, а эффекты размагничивания не учитываются. Автор не приводит в явном виде выражений для намагниченности и механических смещений, ограничиваясь написанием дисперсионных соотношений и их анализом. В ходе анализа показывается, что наиболее эффективное возбуждение магнитной динамики может ожидать при частотах, близких к частоте ферромагнитного резонанса.

После этого изучение взаимного влияния спиновых и упругих волн в магнитных материалах стало активно развиваться, доставляя множество как теоретических, так и экспериментальных работ. Отметим работу Эшбаха 1963 г. [100], в которой распространение спиновых и упругих волн и волновых пакетов в магнитном изоляторе ЖИГ (железо-иттриевый гранат) было впервые зафиксировано в эксперименте, а также работу Деймона и ван дер Ваарта 1965 г. [101], где были исследованы дисперсионные характеристики распространения

чисто упругих, чисто спиновых и связанных магнитоупругих волн в образцах ЖИГ различной геометрии. В последней авторы заключают, что дисперсионные свойства магнитоупругих волн могут быть использованы для приложений в микроволновой технике, именно, для достижения желаемых скоростей и времён распространения волн в образцах. Родриг в своей работе того же года [102] обращает внимание на перспективность использования магнитоупругих волн для передачи энергии на большие расстояния, так как они обладают гораздо большим временем жизни, чем чисто спиновые волны.

В 1971 г. Леманов, Павленко и Гришмановский публикуют работу [103], в которой исследуют распространение продольных и поперечных упругих волн с частотой около 1 ГГц, возбуждаемых в кристалле ЖИГ с помощью пьезоэлектрического преобразователя. Подробно исследуются различные направления распространения упругих волн относительно внешнего магнитного поля и выявляется влияние этой разницы на характер магнитоупругого возбуждения. Предлагается метод экспериментального определения магнитоупругих постоянных B_1 и B_2 , основанный на измерении амплитуды магнитоупругого импульса в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Приведённые экспериментальные данные подтверждают описанную выше феноменологическую теорию. В работе Пареха и Бертони 1973 г. [104] подводится итог по распространению плоских безобменных магнитоупругих волн в ЖИГ и строится общая теория для произвольного угла между направлением распространения и внешним магнитным полем. Обобщением этой работы можно считать статью Гонкалвеса и Загури 1977 г. [105], в которой наводится квантовомеханическая теория магнитоупругих волн в изоляторах с учётом обменного взаимодействия и иллюстративно применяется к ЖИГ. Обе работы описывают как продольные, так и поперечные упругие волны.

Появляются работы, связанные с исследованием магнитоупругих волн в гетероструктурах “ферромагнетик/нормальный металл”, например, работа Кэмли 1979 г. [106]. В этой работе аналитически, в линейном приближении, решается система магнитных и упругих уравнений с соответствующими граничными условиями. Показывается возможность существования, помимо объёмных волн, волн Рэлея и Лава, а также поверхностных спиновых волн. Исследуется связь поверхностных упругих волн с магнитной системой на примере гетероструктур ЖИГ/ГГГ и ЖИГ/ЖАГ (ГГГ - гадолиний-галлиевый гранат, ЖАГ - железо-алюминиевый гранат). Рассматриваются потери энергии в

упругой волне за счёт её перекачки в магнитную систему. Существенное внимание уделяется вопросам геометрии и невязности. Рассматривается влияние магнитных граничных условий (свободные или зажатые) на поверхностные магнитоупругие волны. Дальнейшее исследование этих явлений продолжается в других работах, где описываются эксперименты по микроволновому [107; 108] и пьезоэлектрическому [109; 110] возбуждению магнитоупругих волн. В последней из перечисленных работ описывается система, состоящая из немагнитной подложки с тонкой плёнкой магнетика, покрывающей её верхнюю часть. Поверхностная упругая волна возбуждается в подложке посредством пьезоэлектрического преобразователя и распространяется в её плоскости, проходя через ферромагнитную плёнку. Затем волна регистрируется на другой стороне подложки и её свойства исследуются в зависимости от величины и направления приложенного к гетероструктуре магнитного поля.

Дальнейшие исследования в области как магнитоупругих волн, так и спиновой накачки привели к идее задействовать эти явления в единой системе, создав так называемый спиновый инжектор на акустических волнах. Большой интерес научного сообщества к этой проблеме связан, помимо чисто академических соображений, с высокой энергоэффективностью такого метода, в отличие от традиционных способов спиновой накачки, описанных выше в разделе 1.1. Первой работой в этом направлении стала статья Вайлера и др. 2011 г. [8], где описывается эксперимент по возбуждению ФМР в гетероструктуре “ферромагнетик/сегнетоэлектрик” с помощью акустических волн. В сегнетоэлектрической подложке с помощью алюминиевых электродов возбуждается поверхностная упругая волна, которая распространяется вдоль границы раздела сред. При прохождении волны через слой ферромагнитной плёнки упругие деформации создают магнитоупругий вращательный момент, вызывающий прецессию намагниченности. Затем волна регистрируется с помощью набора электродов на противоположной стороне образца. Исследуется зависимость прохождения волны от угла между намагниченностью и волновым вектором, показывается её чёткий магнитоупругий характер (динамика намагниченности возбуждается, когда этот угол не кратен 90°).

В том же году в статьях Учиды и др. [2; 111] делается следующий шаг: в эксперименте не только возбуждается магнитная динамика с помощью ПАВ, но и осуществляется спиновая накачка в прилегающий нормальный металл. Происходит так называемая *акустическая спиновая накачка*, при которой в конечном

итоге акустическое возбуждение служит для генерации потока спина. Детекция спинового тока в нормальном металле осуществляется с помощью обратного спинового эффекта Холла. В 2012 г. появляется работа, содержащая, помимо эксперимента, теоретическое описание акустически-индуцированного ФМР и спиновой накачки в плёнках никеля [5]; рассматриваемая геометрия соответствует предыдущей работе, где акустическая волна распространялась вдоль поверхности подложки. Для характеристики модифицированных параметров акустической волны решается система уравнений с учётом магнитоупругой обратной связи; при описании спиновой накачки обратная связь игнорируется. Показывается, что при малых деформациях в продольной акустической волне ($\sim 10^{-6}$) оба подхода дают схожий результат. Другая работа того же года также доставляет теоретическое описание акустической спиновой накачки в гетероструктуре ЖИГ/Pt, на этот раз с помощью модели линейного отклика [112]. Другим отличием служит геометрия системы: исследуется возбуждение упругой волны пьезоэлектрическим преобразователем на границе с ЖИГ, после чего волна пересекает плёнку ЖИГ и уходит в нормальный металл. Акустически-индуцированная прецессия намагниченности в ЖИГ вызывает спиновую накачку в Pt, где она регистрируется с помощью измерения поперечного напряжения, возникающего в силу обратного спинового эффекта Холла.

Примерно в это же время появляются работы по возбуждению прецессии намагниченности в ферромагнитных плёнках с помощью коротких акустических импульсов [7; 113]. Это представляет интерес с фундаментальной точки зрения - изучения временных характеристик возбуждения прецессии намагниченности, а также из-за возможности возбуждения высоких частот, недостижимых в современных генераторах монохроматических волн. В работе [7] описывается прецессия намагниченности в плёнке (Ga,Mn)As в результате воздействия продольного пикосекундного импульса деформаций, создаваемого в тонком металлическом слое с помощью лазерного импульса. Из металлического слоя акустический импульс попадает в немагнитную подложку, где распространяется, затем проникает в плёнку ферромагнетика, отражается от его свободной границы и уходит обратно в подложку. Динамика намагниченности в ферромагнитном слое измеряется с помощью магнитооптического эффекта Керра. Близкая работа появляется в тот же год во Франции [113], где детекция прецессии намагниченности осуществляется посредством измерения коэффициента отражения плёнки (Ga,Mn)AsP, испытывающего на себе

действие пикосекундного акустического импульса. Своё развитие идеи возбуждения магнитной динамики сверхкороткими упругими импульсами находят в работе 2012 г. [114], где экспериментально показывается возбуждение стоячих спиновых волн в тонкой ферромагнитной плёнке и наводится соответствующая аналитическая теория. Путём Фурье-анализа временного сигнала намагниченности разрешаются отдельные пики его спектра, соответствующие частотам мод спиновых волн нулевого и более высоких порядков. Обсуждается зависимость амплитуд различных мод спиновых волн от величины внешнего поля и от параметров импульса (его длительности и времени пребывания в плёнке). Показывается возможность возбуждения спиновых волн высокой частоты с помощью сверхкоротких акустических импульсов, обозначается важность этой возможности в контексте создания устройств акустического управления спиновыми сигналами.

Для полноты картины отметим также способ возбуждения магнитной динамики, основанный на магнитоупругом взаимодействии, но не связанный с инъекцией в ферромагнетик распространяющихся упругих возбуждений. В этом способе используется магнитоэлектрический эффект (МЭ) деформационной природы, проявляющийся в гетероструктурах “ферромагнетик/сегнетоэлектрик”, где между материалами имеется механическая связь [115]. Приложение магнитного поля к ферромагнетику вызывает в нём в силу магнитоупругого взаимодействия упругие деформации, которые передаются в сегнетоэлектрический слой и за счёт пьезоэлектрического эффекта вызывают в нём электрическую поляризацию; это называется магнитоэлектрическим эффектом, имеющим применение, например, в умножителях частоты [116; 117]. Обратный магнитоэлектрический эффект соответствует обратной ситуации, когда подача электрического поля на пьезоэлектрическую подложку вызывает в ней деформации, которые передаются ферромагнитному слою и изменяют его магнитное состояние. Такой эффект широко применяется в воздействии на намагниченность ферромагнетика с помощью электрического поля как в статических, так и в динамических случаях. К первым можно отнести изменение лёгкой оси намагниченности с помощью напряжения [118], обратимое переключение намагниченности электрическим полем [119] и спиновые ориентационные переходы (SRT, spin reorientation transition) под влиянием деформаций [120]; вторые включают в себя управление ФМР и стоячими спиновыми волнами с помощью электрического напряжения [121; 122]. Возможность управления магнитными

явлениями с помощью небольшого электрического напряжения оказалась привлекательной в приложениях, таких как энергонезависимая магнитная память с электрической записью [123–126], сенсоры магнитного поля [127] и микроволновая техника с электрическим управлением [122; 128].

Таким образом, к моменту постановки задач данной работы использование явлений деформационной природы для возбуждения спиновой динамики было описано в большом количестве экспериментальных и теоретических работ. Последние имеют ряд недостатков, сужающий круг доступных для описания явлений. В аналитических работах, описывающих распространение упругих волн и импульсов деформаций в ферромагнетиках, обычно игнорируется магнитное затухание [3; 10; 11] и/или пространственная неоднородность распределения намагниченности [8; 12; 14]. Также зачастую в них используется предположение о малости амплитуды прецессии намагниченности [3–5; 10–12], что ограничивает область применимости этих подходов линейным режимом малых колебаний. Помимо этого, как в аналитических исследованиях, так и при моделировании часто не учитывается неоднородное диполь-дипольное взаимодействие [3–5; 10], пространственная неоднородность распределения деформаций [8] или обратное влияние прецессии намагниченности в ферромагнетике на его деформации [12–14]. Аналитический подход в силу присущих ему ограничений не допускает устранения этих недостатков и дальнейшее расширение круга учитываемых эффектов; в отдельных случаях искомые выражения будут чрезвычайно громоздкими, в большинстве же случаев уравнения движения вовсе не могут быть решены в замкнутом виде. Поэтому для решения широкого круга задач с учётом всех физически важных эффектов более перспективным представляется усовершенствование метода микромагнитного моделирования.

1.3 Метод микромагнитного моделирования

Микромагнетика как метод описания процессов в магнетиках на микроуровне возникла в начале 1960-х годов в работах Брауна [129; 130]. В этом подходе используется макроскопическое континуальное приближение: физические величины, такие как намагниченность и магнитное поле, считаются меняющимися от точки к точке непрерывно. Можно выделить две основные

задачи микромагнетики: статическую и динамическую. Статическая задача направлена на нахождение равновесной ориентации намагниченности $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ в образце с независимыми от времени параметрами. Динамическая задача служит цели описания магнитной динамики вне положения равновесия; иными словами, при заданных параметрах, включая материальные константы и внешние поля как функции координат и времени (в общем случае), требуется отыскать намагниченность как функцию координат и времени $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$.

Для решения этих задач вводят плотность свободной энергии как функцию \mathbf{m} [19]:

$$F = F_{\text{ext}} + F_{\text{anis}} + F_{\text{exch}} + F_{\text{demag}}. \quad (9)$$

В этом выражении участвуют члены, ответственные за различные физические эффекты, влияющие на намагниченность. F_{ext} есть энергия, приобретаемая намагниченностью во внешнем магнитном поле \mathbf{H} :

$$F_{\text{ext}} = -M_s \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}; \quad (10)$$

F_{anis} есть энергия, связанная с магнитокристаллической анизотропией. В силу этого свойства кристаллических материалов, одни направления становятся для намагниченности более предпочтительными, чем другие. В случае кристалла с кубической симметрией соответствующая плотность свободной энергией может быть записана в виде

$$F_{\text{anis}} = K_1(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2(m_x^2 m_y^2 m_z^2), \quad (11)$$

где K_1 и K_2 - константы кубической анизотропии 4 и 6 порядка соответственно. F_{exch} - энергия обменного взаимодействия; этот член возникает при неоднородном распределении намагниченности, и тем он больше, чем сильнее намагниченность меняется с расстоянием:

$$F_{\text{exch}} = A_{\text{ex}} [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2], \quad (12)$$

где A_{ex} - константа обменного взаимодействия. Следующий член F_{demag} представляет энергию размагничивания, связанную с диполь-дипольным взаимодействием между спинами. Эта энергия может быть записана в виде

$$F_{\text{demag}} = -\frac{1}{2} M_s \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_{\text{demag}}, \quad (13)$$

где $\mathbf{H}_{\text{demag}}$ - поле размагничивания, удовлетворяющее

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{H}_{\text{demag}} &= -\nabla \cdot M_s \mathbf{m}; \\ \nabla \times \mathbf{H}_{\text{demag}} &= 0.\end{aligned}\tag{14}$$

Статическая задача микромагнетики решается, таким образом, путём минимизации свободной энергии (9); равновесным положением намагниченности будет то, при котором эта энергия минимальна. Динамическая задача решается с помощью интегрирования уравнения Ландау-Лифшица (5), дополненного членом, отвечающим за магнитное затухание, что получило название уравнения Ландау-Лифшица-Гилберта (ЛЛГ) [131]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt},\tag{15}$$

где (напомним) $\mathbf{M} = \mathbf{m}M_s$. При температурах, много меньших температуры Кюри, это уравнение может быть записано в более простом виде, исключая зависимость от времени в правой части:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})],\tag{16}$$

где эффективное поле \mathbf{H}_{eff} связано со свободной энергией F через соотношение $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\partial F / \partial \mathbf{M}$, а α - безразмерный коэффициент затухания Гилберта.

В подходе микромагнитного моделирования осуществляется численное решение уравнения (16). На момент начала выполнения настоящей работы другими авторами были реализованы программные продукты, выполняющие такое моделирование (OOMMF - Донахью и Портер, 1999 [132]; magpar - Шольц, 2003 [133]; Nmag - Фишбахер, 2007 [134]). В них, однако, не учитывается магнитоупругое взаимодействие, необходимое для моделирования задач, связанных с механическим возбуждением магнитной динамики. В связи с этим было принято решение разработать собственное программное обеспечение, которое наряду с магнитной динамикой описывало бы также и упругую динамику с учётом взаимного влияния деформаций и намагниченности друг на друга. Детали усовершенствованного метода изложены в начале главы 2; последующее развитие и адаптация метода для решения задач, рассматриваемых в следующих главах, приведены во введении к ним.

Глава 2. Динамика намагниченности и спиновая накачка, вызванные стоячими упругими волнами

2.1 Введение и методика расчётов

В данной главе представлены результаты моделирования воздействия стоячей упругой волны на динамику намагниченности в тонкой плёнке галфенола ($\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$); основные результаты исследования опубликованы в работе [135]. Волновой вектор возбуждающей упругой волны был выбран лежащим в плоскости плёнки. Были рассмотрены продольные и поперечные упругие волны с частотами в широком диапазоне, охватывающем частоту ФМР. На основе данных о динамике намагниченности был рассчитан спиновый ток, инжектируемый из ферромагнетика в прилежащий нормальный металл и зарядовый ток, связанный с ним в силу обратного спинового эффекта Холла.

Моделирование было проведено в рамках микромагнитного подхода, изложенного в 1.3 и дополненного с учётом магнитоупругого взаимодействия. В данной главе мы рассматриваем упрощённую задачу, пренебрегая влиянием магнитной динамики на деформации, считая этот эффект малым по сравнению с деформациями порядка 10^{-3} в возбуждающей стоячей волне. Такое допущение не позволяет учесть поглощение звука за счёт его взаимодействия со спиновой системой; этот эффект будет рассмотрен в следующих главах.

Численное интегрирование уравнения ЛЛГ (16) требует вычисления эффективного поля \mathbf{H}_{eff} . Это поле состоит из тех же вкладов, что и свободная энергия (9), и представляет собой сумму внешнего магнитного поля \mathbf{H} , поля размагничивания $\mathbf{H}_{\text{demag}}$, а также полей, связанных со вкладами магнитокристаллической анизотропии (\mathbf{H}_{anis}), обменного взаимодействия (\mathbf{H}_{exch}) и магнитоупругого взаимодействия (\mathbf{H}_{mel}). Наиболее трудоёмким с вычислительной точки зрения является расчёт поля диполь-дипольного взаимодействия $\mathbf{H}_{\text{demag}}$, так как при наивном подходе он требует суммирования полей всех магнитных диполей в образце для каждого такого диполя, что для N диполей приводит к временной сложности $\mathcal{O}(N^2)$. Чтобы сократить время моделирования, мы вводим ансамбль вычислительных ячеек, существенно превосходящих

по размеру атомные ячейки, но существенно меньших длины обменного взаимодействия в исследуемом материале $l_{\text{ex}} = \sqrt{A_{\text{ex}}/(2\pi M_s^2)}$. Второе условие позволяет считать намагниченность однородной в пределах одной вычислительной ячейки. Таким образом, при моделировании вычислительные ячейки можно представить в виде однородно намагниченных параллелепипедов, а поле диполь-дипольного взаимодействия как сумму магнитных полей, создаваемых этими параллелепипедами. В общем виде это записывается как

$$\mathbf{H}_{\text{demag}}(\mathbf{r}) = \sum_n \mathbf{N}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}_n), \quad (17)$$

где суммирование осуществляется по всем вычислительным ячейкам, \mathbf{r}_n соответствуют координатам их центров, $\mathbf{m}(\mathbf{r}_n) \equiv \mathbf{m}_n$ - вектор намагниченности в n -й ячейке, а матрица размагничивания \mathbf{N} определена аналитическими выражениями, полученными в результате решения уравнений (14) [136–138]. Для вычисления поля обменного взаимодействия удобно использовать выражение

$$\mathbf{H}_{\text{ex}}(\mathbf{r}) = \frac{2A_{\text{ex}}}{M_s} \sum_{n=1}^6 \frac{\mathbf{m}(\mathbf{r}_n) - \mathbf{m}(\mathbf{r})}{d_n^2}, \quad (18)$$

где A_{ex} - константа обменного взаимодействия, $d_n = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_n|$, суммирование ведётся по шести ближайшим соседям, а максимальный угол разориентации между намагниченностями соседей предполагается не превышающим 30° [139]. Остальные члены, входящие в эффективное поле \mathbf{H}_{eff} , могут быть найдены путём дифференцирования плотности свободной энергии магнетика F , записанной в виде многочлена по степеням направляющих косинусов намагниченности m_i в декартовой системе координат (x, y, z) [формулы (10) и (11)]. Для учёта влияния деформаций на намагниченность в формулу (9) был добавлен магнитоупругий член F_{mel} , который в случае кубической решётки принимает вид [19; 140]:

$$F_{\text{mel}} = B_1 [m_x^2 \varepsilon_{xx} + m_y^2 \varepsilon_{yy} + m_z^2 \varepsilon_{zz}] + 2B_2 [m_x m_y \varepsilon_{xy} + m_x m_z \varepsilon_{xz} + m_y m_z \varepsilon_{yz}], \quad (19)$$

где B_1 и B_2 - магнитоупругие постоянные, имеющие размерность плотности энергии, m_x, m_y, m_z - направляющие косинусы намагниченности, $\varepsilon_{ij} = 1/2(\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i)$ - компоненты тензора деформаций, u_i - компоненты вектора механического смещения. Таким образом, для кубических ферромагнетиков выражение $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\partial F / \partial \mathbf{M}$ даёт следующие формулы для полей

анизотропии и магнитоупругого взаимодействия (без суммирования по повторяющимся индексам; индексы $i, j = x, y, z; i \neq j \neq k$):

$$H_i^{\text{mca}} = -\frac{2}{M_s} [K_1(m_j^2 + m_k^2) + K_2 m_j^2 m_k^2] m_i, \quad (20)$$

$$H_i^{\text{mel}} = -\frac{2}{M_s} [B_1 \varepsilon_{ii} m_i + B_2 (\varepsilon_{ij} m_j + \varepsilon_{ik} m_k)]. \quad (21)$$

Моделирование осуществлялось с помощью самостоятельно разработанной программы, которая оперирует конечным набором N вычислительных ячеек, задаваемых их радиус-векторами \mathbf{r}_n и значениями вектора намагниченности $\mathbf{m}_n(t)$ ($n = 1, 2, \dots, N$). Сначала происходит вычисление эффективного поля $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{m}_n)$, действующего на намагниченность $\mathbf{m}_n(t)$ в момент времени t , с помощью уравнений (17), (18), (20) и (21). Затем, зная значения эффективного поля и намагниченности в каждой ячейке, мы выполняем шаг интегрирования уравнения ЛЛГ, получая значения вектора намагниченности во всех ячейках в следующий момент времени $t + \delta t$, принимая в качестве начального положения равновесную ориентацию намагниченности в недеформированной плёнке при $t = 0$. Эта процедура повторяется до тех пор, пока не будет найдено решение в установившемся режиме.

Используемый метод расчёта оперирует уравнением ЛЛГ, записанным в декартовых координатах. Так как это уравнение является жёстким, для интегрирования мы применяем проективный метод Эйлера с шагом по времени $\delta t = 5$ фс, где условие $|\mathbf{m}| = 1$ выполняется автоматически. Для сокращения времени вычислений, расчёт поля диполь-дипольного взаимодействия осуществляется с помощью теоремы о свёртке и быстрого преобразования Фурье, что позволяет уменьшить временную сложность до $\mathcal{O}(N \log N)$ [141]. В дополнение к этому, поля однородно намагниченных параллелепипедов заменяются полями точечных диполей на больших расстояниях (свыше 50 вычислительных ячеек). Для проверки корректности работы разработанной программы была решена тестовая задача №4 от NIST [142]; результат показал полное согласие с эталоном.

При моделировании мы рассмотрели два типа возбуждающих упругих волн, а именно, стоячие продольные и стоячие поперечные волны, заданные соотношениями $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{\text{max}} \sin(2\pi x/\lambda) \cos(2\pi \nu t)$ и $\varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{\text{max}} \sin(2\pi x/\lambda) \cos(2\pi \nu t)$ соответственно. Строго говоря, упругая волна с такой простой структурой может существовать только в плёнке, помещённой между двумя упругими полупространствами с теми же упругими свойствами, что

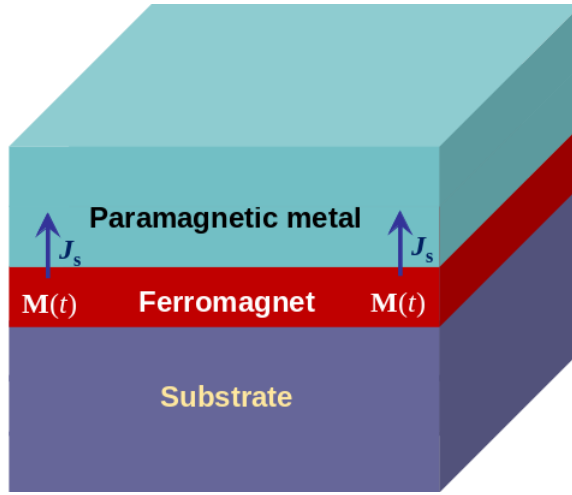


Рисунок 5: Схематическое изображение ферромагнитной плёнки, выращенной на немагнитной подложке и покрытой толстым слоем парамагнитного или диамагнитного металла. Так как колебания намагниченности под действием упругой волны вызывают спиновый ток J_s , накачиваемый из плёнки в прилегающий нормальный металл, такая гетероструктура может быть использована в качестве спинового инжектора на упругих волнах.

и у самой плёнки. Тем не менее, предложенное описание представляет собой разумное приближение для упругих волн, существующих в слоистой структуре, состоящей из тонкой ферромагнитной плёнки, выращенной на подложке из немагнитного материала и покрытой сверху толстым слоем нормального металла [Рис. 5].

Так как в нашем случае возбуждающие деформации имеют вид стоячей волны, для ферромагнитной плёнки, лежащей в плоскости xy , можно ввести периодические граничные условия вдоль оси x , что позволит ограничиться рассмотрением области, расположенной на одной длине упругой волны λ [Рис. 6]. В результате число независимых вычислительных ячеек N может быть сокращено до значений в диапазоне от 40 до 1820 в зависимости от длины волны.

Расчёты были проведены для плёнки $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ толщиной 2 нм со следующим набором материальных констант: $M_s = 1321$ эрг Гс $^{-1}$ см $^{-3}$ [143], $\alpha = 0.017$ [144], $A = 1.8 \times 10^{-6}$ эрг см $^{-1}$ [145], $K_1 = 1.75 \times 10^5$ эрг см $^{-3}$, $K_2 = 0$ [146], $B_1 = -0.9 \times 10^8$ эрг см $^{-3}$ и $B_2 = -0.8 \times 10^8$ эрг см $^{-3}$ [147]. Для стабилизации начального монодоменного состояния было введено постоянное магнитное поле с компонентами $H_x = H_z = 500$ Э. Так как длина обменного взаимодействия $l_{\text{ex}} = \sqrt{A_{\text{ex}}/(2\pi M_s^2)}$ [148] в галфеноле составляет около 4 нм, достаточно одной вычислительной ячейки в направлении поперёк плёнки,

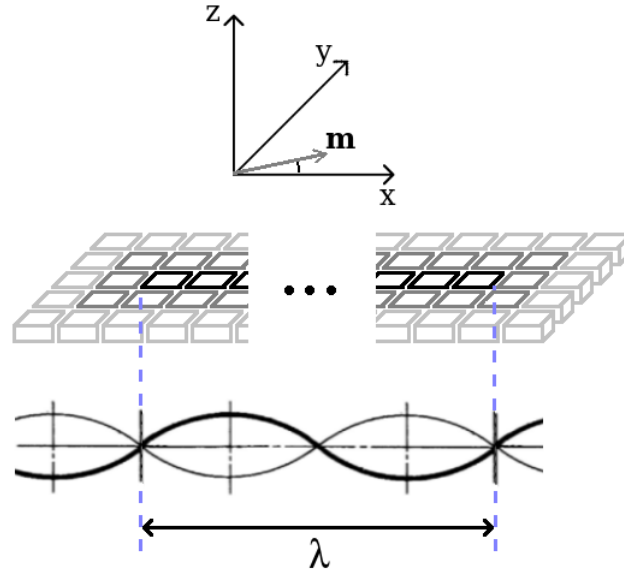


Рисунок 6: Ферромагнитная плёнка, разделённая на вычислительные ячейки нанометрового размера для моделирования динамики намагниченности под действием стоячих упругих волн. Оси прямоугольной системы координат (x, y, z) параллельны кристаллографическим осям ферромагнетика, единичный вектор \mathbf{m} показывает начальную ориентацию намагниченности, а λ есть длина возбуждающей упругой волны. Ферромагнитная плёнка лежит в плоскости xy .

совпадающем с осью z . Таким образом, мы приняли размеры вычислительной ячейки равными $2 \times 2 \times 2$ нм и рассматривали стоячие волны с длинами волн λ , соответствующими целому числу ячеек. Частоты этих волн связаны с их длинами посредством дисперсионного соотношения $\mathbf{v} = c_{l,t}/\lambda$, где фазовые скорости $c_l = \sqrt{c_{11}/\rho}$ и $c_t = \sqrt{c_{44}/\rho}$ продольных и поперечных упругих волн были рассчитаны с использованием упругих параметров $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ $c_{11} = 1.62 \times 10^{12}$ дин см^{-2} , $c_{44} = 1.26 \times 10^{12}$ дин см^{-2} и его плотности $\rho = 7.8$ г см^{-3} [149]. Амплитуда деформаций была выбрана равной 5×10^{-3} в продольной волне и 2.5×10^{-3} в поперечной, что по порядку величины соответствует деформациям, возникающим в пикосекундных акустических импульсах, возбуждаемых в ферромагнетиках при помощи фемтосекундного лазерного излучения [14].

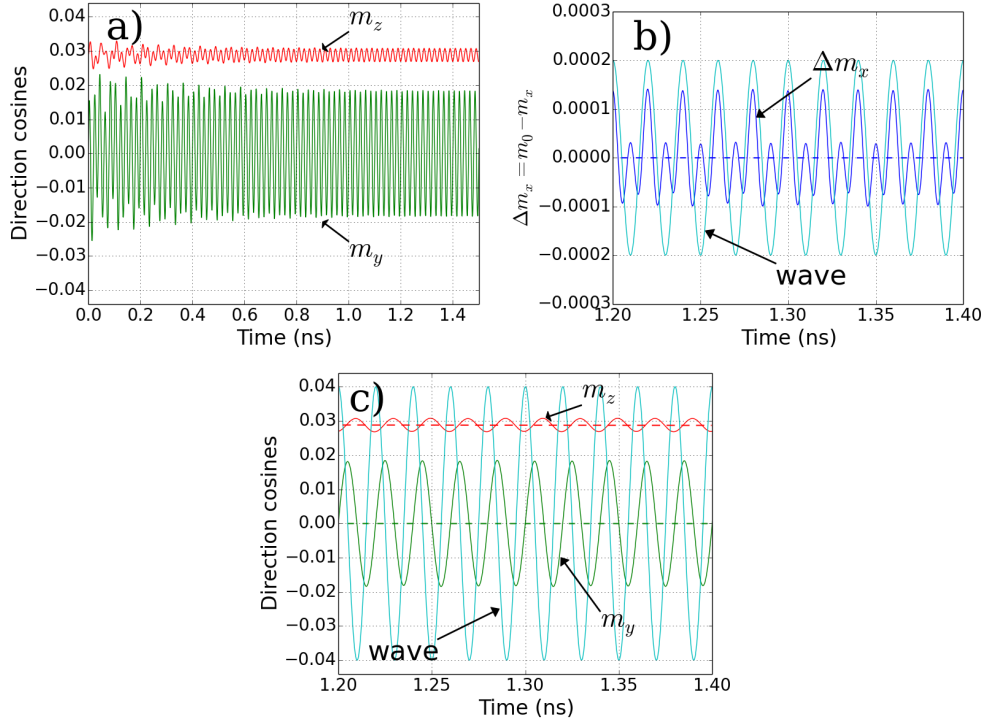


Рисунок 7: Динамика намагниченности в пучности стоячей поперечной волны с частотой $\nu \cong 50$ ГГц, существенно превышающей частоту резонанса недеформированной плёнки $\nu_r = 9.89$ ГГц. На панели (а) представлены временные зависимости компонент намагниченности m_y и m_z , включая как переходный процесс, так и установившийся режим. Панели (b) и (c) иллюстрируют установившийся режим в более крупном масштабе (начальное значение направляющего косинуса намагниченности m_x составляет 0.9995). Фазовые сдвиги между m_y и m_z и поперечными деформациями в волне составляют $\pi/2$ и π соответственно.

2.2 Динамика намагниченности под влиянием упругих волн

Динамика намагниченности, возникающая за счёт магнитоупругого взаимодействия, зависит от частоты возбуждающей волны. Мы провели моделирование стоячих волн с разными длинами, соответствующими широкому диапазону частот выше и ниже частоты ферромагнитного резонанса (ФМР) ν_{res} в недеформированной плёнке $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$. Резонансная частота была определена путём моделирования релаксации вектора намагниченности к равновесной ориентации и составила 9.89 ГГц при внешнем поле $H_x = H_z = 500$ Э. Подчеркнём, что внешнее магнитное поле было приложено вдоль направления [101] с целью

создать отличную от нуля компоненту намагниченности m_z , которая необходима для возбуждения магнитной динамики под действием продольной упругой волны, создающей магнитоупругое поле $H_x^{\text{mel}} = -2(B_1/M_s)\varepsilon_{xx}m_x$.

Начальным состоянием для всех расчётов являлось равновесное состояние недеформированной плёнки, при котором намагниченность однородна и лежит в плоскости xz , образуя угол 1.65° с поверхностью плёнки. Такое состояние намагниченности переходит в неоднородное при запуске в плёнку упругой волны в момент времени $t = 0$. После переходного процесса, длящегося около 1 нс (10^5 вычислительных шагов), динамика намагниченности приобретает характер прецессии в установившемся режиме. Угловые отклонения от начального положения равновесия максимальны в пучностях стоячей упругой волны, где магнитоупругая возбуждающая сила наиболее велика. Интересно, что прецессия намагниченности не исчезает полностью в узлах упругой волны, где возбуждающая сила отсутствует, что связано с коллективным эффектом обменного и диполь-дипольного взаимодействия.

Рис. 7 иллюстрирует временную эволюцию ориентации намагниченности в пучности ($x = \lambda/4$) стоячей поперечной волны с частотой $\nu \cong 50$ ГГц, существенной превышающей частоту $\nu_{\text{res}} = 9.89$ ГГц. Можно видеть, что частота прецессии в установившемся режиме, который наступает примерно через 60 осцилляций [Рис. 7(a)] после начала расчёта, равна частоте возбуждающей упругой волны [Рис. 7(b, c)]. Это связано с тем, что основные вклады в компоненты магнитоупругого эффективного поля $H_x^{\text{mel}} = -(B_2/M_s)\varepsilon_{xz}m_z$ и $H_z^{\text{mel}} = -(B_2/M_s)\varepsilon_{xz}m_x$ осциллируют с частотой упругой волны в силу наличия отличных от нуля средних значений компонент намагниченности m_x и m_z . Появление двух максимумов на одном периоде упругой волны [Рис. 7(b)] связано со специфической формой траектории движения вектора намагниченности, не сводящейся к плоской кривой [Рис. 8].

При снижении частоты возбуждающей упругой волны до частоты ν_{res} осцилляции намагниченности резко возрастают по амплитуде [Рис. 9]. Интересно, что амплитуда прецессии намагниченности в установившемся режиме достигает максимума при частоте $\nu_{\text{max}} = 9.38$ ГГц, которая несколько меньше резонансной частоты недеформированной плёнки ν_{res} [Рис. 10]. При $\nu = \nu_{\text{max}}$ телесный угол прецессии достигает 0.5, однако быстро падает с уменьшением частоты и уже на 9.15 ГГц становится равным 0.1.

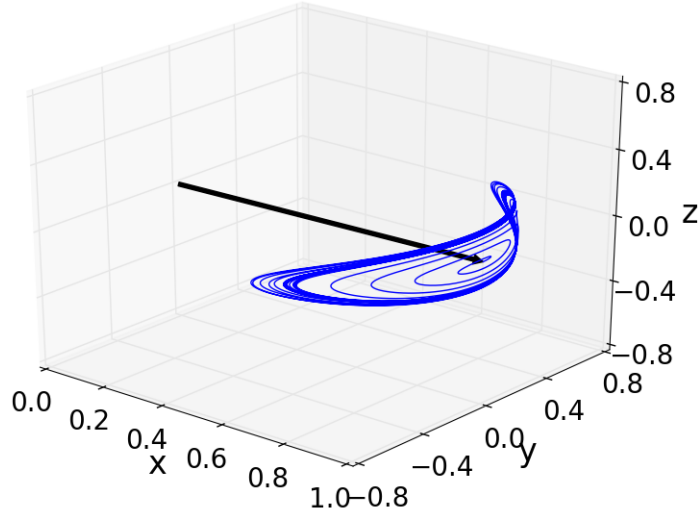


Рисунок 8: Типичная траектория конца вектора намагниченности в пучностях поперечной стоячей волны. Трёхмерная кривая представляет полную траекторию единичного вектора $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ при частоте волны $\nu = 9.88$ ГГц. Чёрная стрелка соответствует равновесному положению намагниченности.

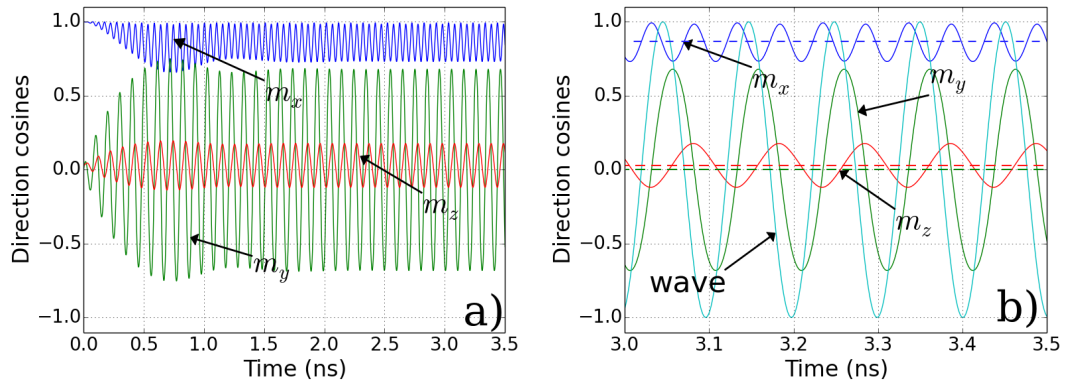


Рисунок 9: Временная эволюция ориентации намагниченности в пучности поперечной стоячей волны с частотой $\nu \cong 9.89$ ГГц. На панели (a) показаны вариации направляющих косинусов намагниченности m_i на протяжении всего времени моделирования; панель (b) соответствует установившемуся режиму прецессии, показанному в увеличенном виде.

На Рисунке 11 показана динамика намагниченности, возбуждаемая стоячей упругой волной с частотой 1.25 ГГц, много меньшей частоты резонанса ν_{res} . Отличительной особенностью этого случая является *двойная динамика* при переходном процессе [Рис. 11 (a)]. В отличие от случая $\nu \gg \nu_{\text{res}}$, намагниченность прецессирует с частотой $\nu \approx 10$ ГГц $\approx \nu_{\text{res}}$, что существенно превышает частоту возбуждения. Такая быстрая динамика сопровождается медленным изменением траектории движения намагниченности под действием упругой волны. В

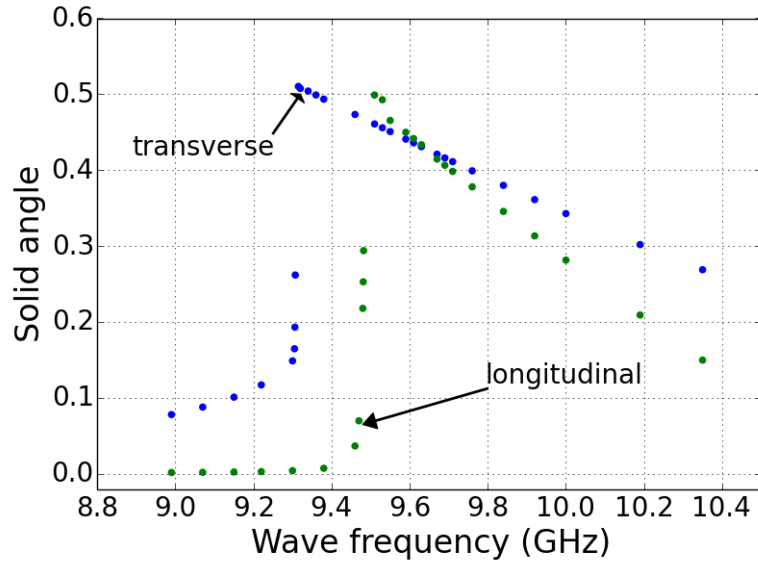


Рисунок 10: Частотные зависимости телесного угла прецессии намагниченности в установившемся режиме в пучностях поперечных (transverse) и продольных (longitudinal) стоячих волн в плёнке $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$.

установившемся режиме частота прецессии намагниченности падает до частоты возбуждающей упругой волны [Рис. 11 (b)], что сопровождается существенным изменением траектории прецессии [Рис. 12].

Перейдём к случаю возбуждения продольными стоячими волнами. Динамика намагниченности при трёх характерных частотах показана на Рис. 13–15. При высокой частоте $\nu = 50$ ГГц динамика намагниченности имеет тот же характер, что и в случае возбуждения поперечными волнами той же частоты. Однако, угловые отклонения намагниченности от равновесной ориентации в этом случае гораздо меньше, потому что эта ориентация лишь незначительно отклонена от оси x в нашей геометрии. Стоит отметить, что моделирование без учёта неоднородного вклада в диполь-дипольное взаимодействие между спинами, возникающего в результате пространственной неоднородности в волне, даёт заниженное в пять раз значение вариации направляющего косинуса намагниченности m_z . Этот результат показывает, что неоднородное диполь-дипольное взаимодействие может сильно влиять на упругое возбуждение магнитной динамики.

При частотах, близких к резонансной частоте ν_{res} , амплитуда прецессии возрастает [Рис. 14]. Это сопровождается значительными искажениями формы временных зависимостей компонент намагниченности, которые сохраняют периодический характер ($\nu = 9.89$ ГГц), но теперь уже не могут быть описаны в установившемся режиме простой синусоидальной функцией. Телесный

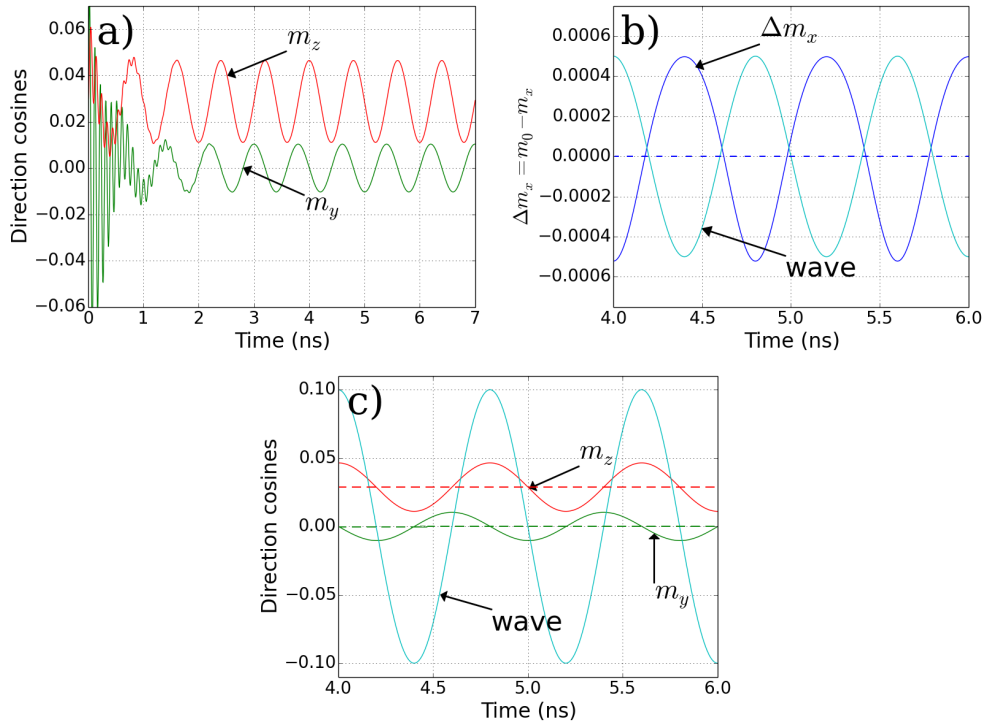


Рисунок 11: Динамика намагниченности в пучности поперечной стоячей волны с частотой $\nu \cong 1.25$ ГГц. (а) - временная эволюция направляющих косинусов намагниченности m_y и m_z на всём времени моделирования, включая переходный процесс; панели (b) и (c) изображают стационарный режим в увеличенном масштабе.

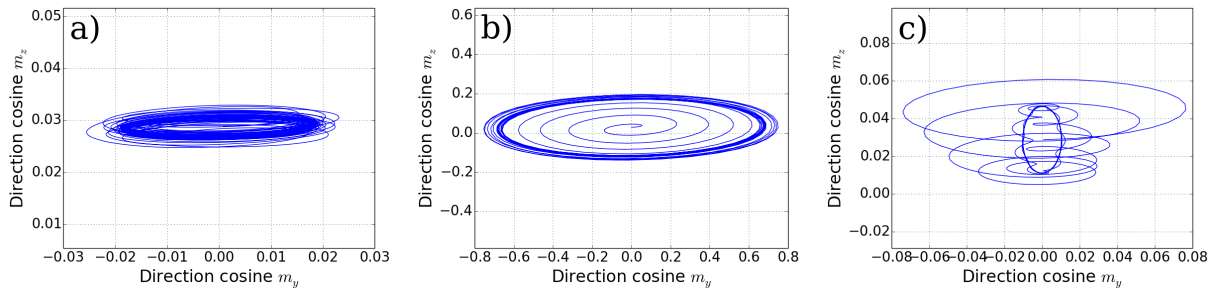


Рисунок 12: Траектории намагниченности в пучностях поперечных стоячих волн, спроецированные на плоскость yz , ортогональную их волновым векторам. Панели (a), (b) и (c) соответствуют проекциям конца единичного вектора $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ при частотах возбуждения 50, 9.85 и 1.25 ГГц.

угол прецессии намагниченности достигает максимального значения при частоте $\nu_{\max} = 9.61$ ГГц, что несколько выше, чем аналогичная частота при возбуждении поперечными волнами [Рис. 10]. Наиболее интересной особенностью кривых, изображённых на Рис. 10, является их форма, отличающаяся от классического лоренциана. Анализ показал, что такая асимметрия формы возникает в результате нелинейных эффектов, которые становятся существенными

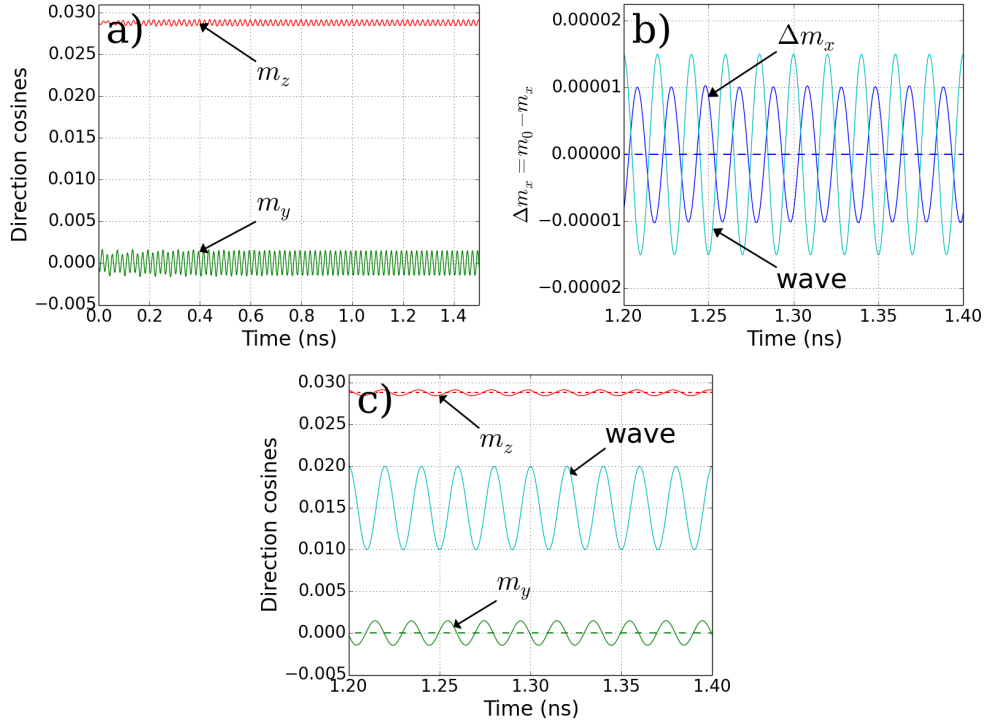


Рисунок 13: Динамика намагниченности в пучности продольной стоячей волны с частотой $\nu \cong 50$ ГГц в плёнке $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$. На панели (а) показана временная эволюция направляющих косинусов намагниченности m_y и m_z на всём времени моделирования, включая переходный процесс; (b) и (c) - увеличенный вид стационарного режима.

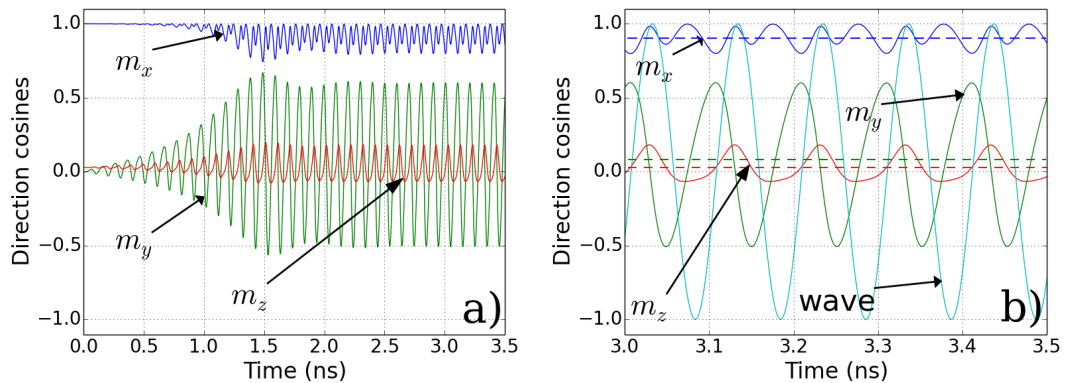


Рисунок 14: Временная эволюция ориентации намагниченности в пучности продольной стоячей волны с частотой $\nu \cong 9.89$ ГГц. Панель (а) - вариации направляющих косинусов m_i на всём времени моделирования, включая переходный процесс; (b) - увеличенный вид стационарного режима.

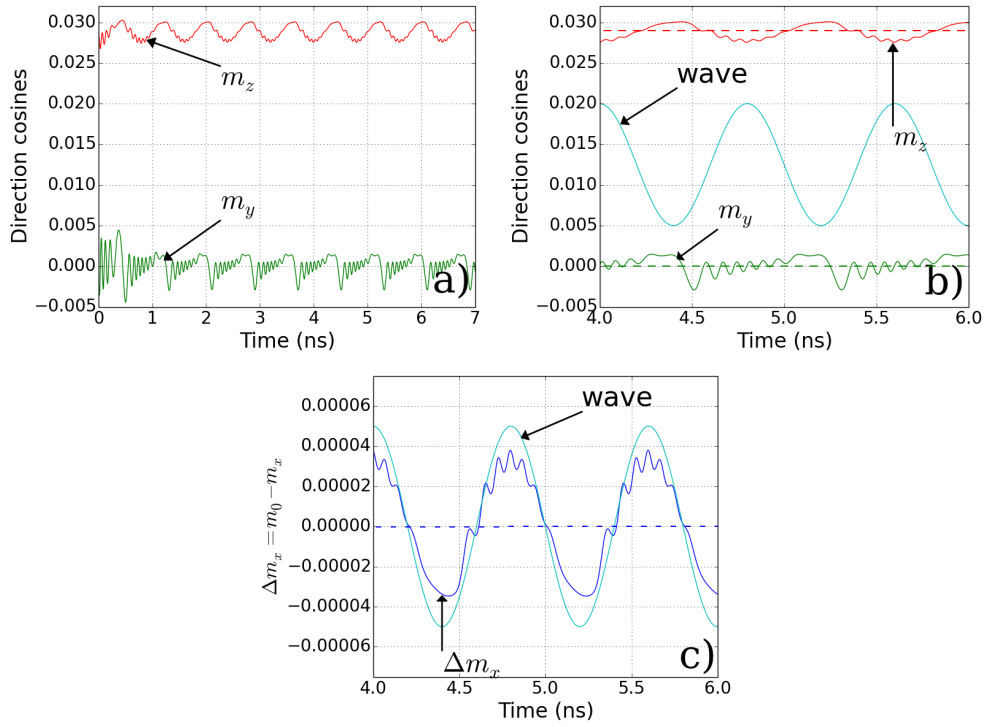


Рисунок 15: Динамика намагниченности в пучности продольной стоячей волны с частотой $\nu \cong 1.25$ ГГц в плёнке $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$. На панели (а) показана временная эволюция направляющих косинусов намагниченности m_y и m_z на всём времени моделирования, включая переходный процесс; (b) и (c) - увеличенный вид стационарного режима.

уже при деформациях порядка 10^{-3} . В случае же слабого упругого возбуждения резонансная кривая принимает классический лоренцев вид, так как в этом случае угловые отклонения намагниченности малы даже при частоте $\nu = \nu_{\text{max}}$. Свидетельством важности нелинейных эффектов также служит обнаруженное нефизичное поведение решения при линейризации уравнения ЛЛГ. Правая часть уравнения была заменена на линейризованное выражение, являющееся функцией вариаций направляющих косинусов намагниченности δm_i вблизи их равновесных значений. Расчёты показали, что при этом деформации с амплитудой $\epsilon_{\text{max}} = 5 \times 10^{-3}$ и частотой, близкой к частоте ν_{res} , вызывают нереалистичное переключение намагниченности против приложенного магнитного поля ($m_x < 0$ при $H_x > 0$).

При дальнейшем понижении частоты ниже резонансной магнитная динамика претерпевает серьёзные изменения [Рис. 15]. Наиболее существенным является то, что прецессия происходит с *переменной частотой*, превышающей частоту возбуждающей волны. Этот эффект может быть объяснён сильной

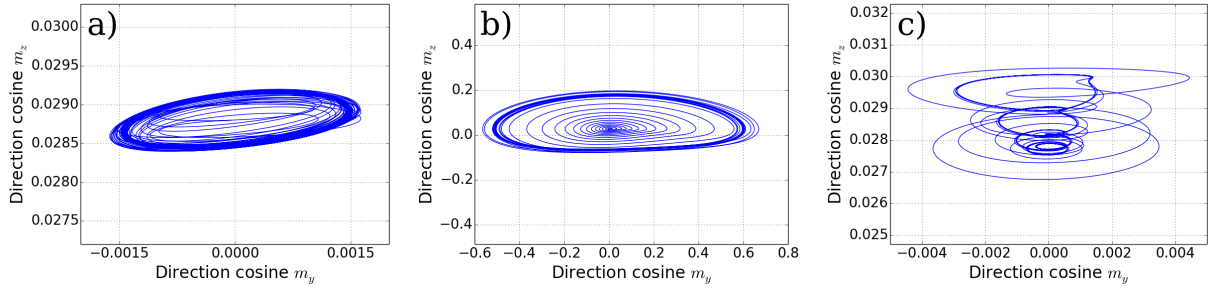


Рисунок 16: Траектории намагниченности в пучностях продольных стоячих волн, спроецированные на плоскость yz , ортогональную их волновым векторам. Панели (a), (b) и (c) соответствуют проекциям конца единичного вектора $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ при частотах возбуждения 50, 9.89 и 1.25 ГГц.

зависимостью резонансной частоты ν_{res} от деформаций решётки [122]. Действительно, аналитический расчёт показывает, что при изменении ϵ_{xx} от -5×10^{-3} до 5×10^{-3} резонансная частота меняется в диапазоне от 3.44 до 14.45 ГГц, что хорошо согласуется со значениями ν_{res} , наблюдаемыми при моделировании (4.3-15 ГГц). Вариации частоты сопровождаются периодическими изменениями траектории прецессии, которая следует за упругой волной. В отличие от случая поперечных упругих волн, эта двойная динамика не исчезает в установившемся режиме [Рис. 15]. Рис. 16 показывает сравнение траекторий намагниченности при трёх изученных частотах.

В заключение этого раздела рассмотрим пространственные распределения осцилляций намагниченности в стоячей упругой волне. По своей структуре спиновые волны, возбуждаемые стоячей упругой волной, имеют характер *стоячих спиновых волн* с той же длиной волны. Интересно, что амплитуда стоячих спиновых волн не обращается в ноль в их узлах. Естественно, амплитуда прецессии в пучностях значительно больше, чем в узлах, однако отношение амплитуды в пучности к амплитуде в узле резко падает, когда частота упругой волны меняется с $\nu \ll \nu_{\text{res}}$ на $\nu \gg \nu_{\text{res}}$. Математически эти волны имеют довольно сложную структуру, и во всех рассмотренных случаях не описываются простыми выражениями вида $m_i(x,t) = m_i^0 + \delta m_i \sin(2\pi x/\lambda) \cos(2\pi \nu t)$. Для получения большей информации об их структуре мы провели Фурье-анализ пространственных распределений m_i в момент, когда деформации в пучностях упругой волны достигают своих максимальных значений. Вычисления показали, что в случае возбуждения поперечной упругой волной с частотой $\nu \ll \nu_{\text{res}}$ члена, пропорционального $\sin(2\pi x/\lambda)$, достаточно для описания направляющих косинусов намагниченности $m_y(x)$ и $m_z(x)$ с хорошей точностью. Этот член

также вносит наибольший вклад в $m_y(x)$ и $m_z(x)$ в случае возбуждения продольными и поперечными волнами с частотами $\nu \geq \nu_{\text{res}}$, однако здесь также важен (до 30%) вклад члена, пропорционального $\sin(6\pi x/\lambda)$. В то же время в случае продольного возбуждения с частотой $\nu \ll \nu_{\text{res}}$ распределение $m_y(x)$ может быть приближённо описано суммой членов, пропорциональных $\sin(4\pi x/\lambda)$ и $\sin(20\pi x/\lambda)$, тогда как описание $m_z(x)$ требует учёта членов $\sin(2\pi x/\lambda)$ и $\sin(8\pi x/\lambda)$.

Наконец, рассмотрим роль дисперсионного соотношения спиновых волн в возбуждаемой динамике. Анализ показывает, что в нашем случае она может быть приближённо описана дисперсионным соотношением, имеющим форму

$$\nu_{sw} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{\left[H_x + H_z + \frac{2K_1}{M_s} + \frac{2A_{\text{ex}}}{M_s} k_{sw}^2 + 4\pi M_s \left(1 - \frac{1}{2} k_{sw} d \right) \right] \left[H_x + \frac{2K_1}{M_s} + \frac{2A_{\text{ex}}}{M_s} k_{sw}^2 \right]}, \quad (22)$$

которое является модифицированной версией соотношения [150], учитывающей как обменное, так и диполь-дипольное взаимодействие между осциллирующими спинами (d - толщина плёнки). Так как моделирование показало, что длины упругой и спиновой волн совпадают, волновое число k_{sw} можно вычислить по формуле $k_{sw} = 2\pi\nu/c_{l,t}$. Используя это уравнение совместно с уравнением (22), мы оценили частоты спиновых волн, соответствующие различным частотам ν стоячих упругих волн. Было обнаружено, что разница между ν_{sw} и резонансной частотой когерентной прецессии ν_{res} остаётся малой (~ 0.5 ГГц) даже при $\nu \sim \nu_{\text{res}}$. Таким образом, влияние дисперсии на магнитную динамику, вызванную стоячими упругими волнами, трудно обнаружить при $\nu \leq \nu_{\text{res}}$. При частоте 50 ГГц, однако, разница $\nu_{sw} - \nu_{\text{res}}$ становится весьма значительной и составляет 7-8 ГГц, что должно проявиться во время переходного процесса. Для проверки этого предположения мы провели Фурье-анализ временной зависимости намагниченности во время переходного процесса и обнаружили, что спектр колебаний содержит слабую компоненту с частотой много меньше 50 ГГц, которая проявляется в незначительных биениях амплитуды прецессии. Частота этой компоненты около 18 ГГц в случае возбуждения поперечной упругой волной и около 17 ГГц в случае продольной волны. Эти значения хорошо согласуются с частотами ν_{sw} , предсказываемыми формулой (22), что подтверждает ожидаемое влияние дисперсии на магнитную динамику. Следует отметить, что диполь-дипольные взаимодействия существенно снижают разницу $\nu_{sw} - \nu_{\text{res}}$ за

счёт члена $-2\pi M_s k_{sw} d$, в то время как влияние магнитоупругого взаимодействия на частоты спиновых волн должно быть незначительно согласно нашим оценкам на основе дисперсионного соотношения, полученного в работе [3].

2.3 Спиновая накачка, вызванная упругими волнами

Когда ферромагнетик находится в контакте с нормальным металлом, прецессия намагниченности в первом вызывает спиновую накачку в последний [151]. Плотность накачиваемого спинового тока на интерфейсе \mathbf{J}_s может быть рассчитана на основе выражения [66; 151; 152]:

$$\mathbf{J}_s = i_s \mathbf{s} = \frac{\hbar}{4\pi} \left(\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r - g_{\uparrow\downarrow}^t] \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \text{Im}[g_{\uparrow\downarrow}^r - g_{\uparrow\downarrow}^t] \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right), \quad (23)$$

где \mathbf{s} - единичный вектор в направлении поляризации спинового тока, а $g_{\uparrow\downarrow}^t$ и $g_{\uparrow\downarrow}^r$ - комплексные величины, описывающие проводимость спинового смешивания при прохождении и отражении (на единицу площади контакта) соответственно [153; 154]. В соответствии с уравнением (23), прецессия намагниченности под действием упругих волн может создавать как постоянную, так и переменную компоненты спинового тока. Результаты моделирования позволили нам рассчитать обе эти компоненты. Так как исследования спиновой проводимости на основе первых принципов [154] показывают, что для рассматриваемой плёнки толщиной 2 нм $g_{\uparrow\downarrow}^t$ и мнимая часть $g_{\uparrow\downarrow}^r$ пренебрежимо малы, уравнение (23) может быть записано в упрощённой форме:

$$\mathbf{J}_s = \frac{\hbar}{4\pi} \text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r] \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt}. \quad (24)$$

На Рис. 17 (а) показана временная зависимость спинового тока, создаваемого в пучности поперечной упругой волны с частотой вблизи ν_{res} . Видно, что в установившемся режиме все три компоненты спиновой поляризации s_i осциллируют с частотой волны. Интересно, что осцилляции компоненты спинового тока $J_z^s(t)$ имеют значительно большую амплитуду, чем $J_x^s(t)$ и $J_y^s(t)$, но только проекция спинового тока на ось x имеет существенное среднее значение. Для определения средних значений \bar{J}_i^s компонент спинового тока, мы усреднили J_i^s по времени за несколько периодов осцилляций [Рис. 17 (b)]. Было обнаружено,

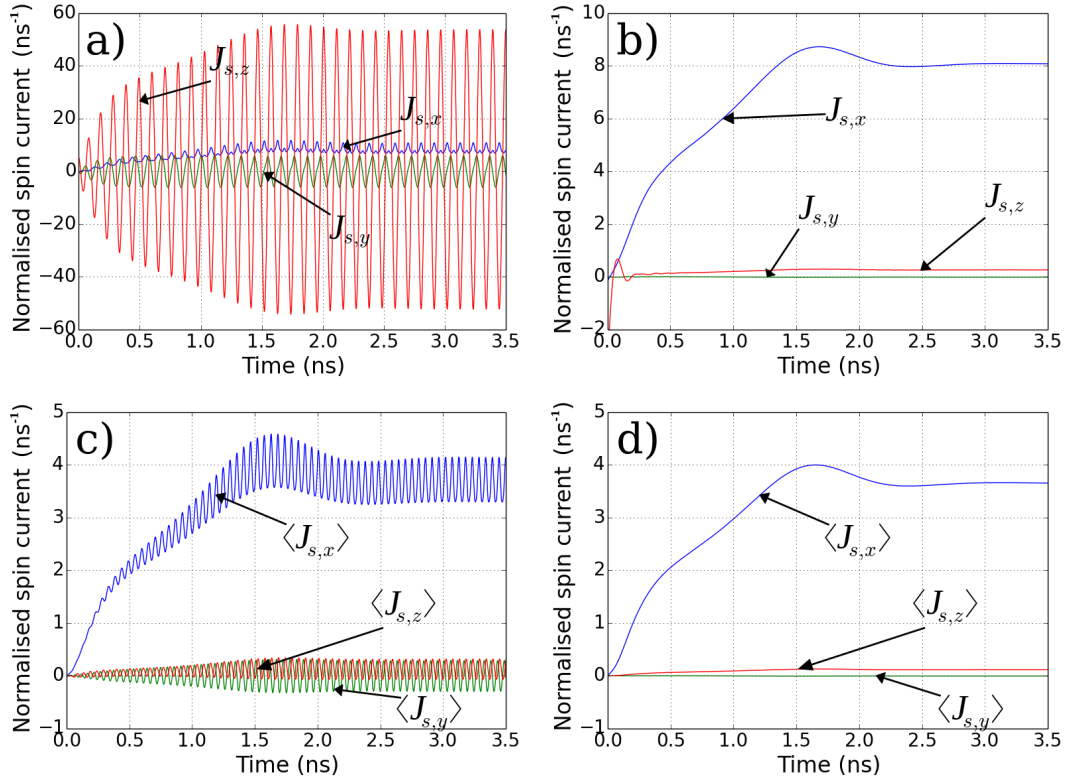


Рисунок 17: Временная зависимость спинового тока, создаваемого плёнкой $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ под действием стоячей поперечной упругой волны с частотой 9.38 ГГц. Компоненты плотности спинового тока J_i^s нормированы на величину $(\hbar/4\pi)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r]$. На панелях (a) и (b) показаны J_i^s в пучности стоячей волны, тогда как на панелях (c) и (d) изображены плотности спинового тока, усреднённые по одной длине возбуждающей упругой волны. Панели (a) и (c) соответствуют непосредственным результатам моделирования; панели (b) и (d) изображают кривые, полученные применением низкочастотного фильтра, удаляющего колебания с высокими частотами.

что в установившемся режиме $\bar{J}_x^s \approx (2\hbar/\pi)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r]$ нс $^{-1}$, $\bar{J}_z^s \approx (0.05\hbar/\pi)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r]$ нс $^{-1}$, тогда как \bar{J}_y^s пренебрежимо мала. Это можно объяснить тем, что, согласно уравнению (24), постоянная компонента спинового тока должна быть параллельна оси, вокруг которой осуществляется прецессия намагниченности. В нашем случае последняя практически совпадает с равновесным направлением намагниченности в недеформированной плёнке, которое почти параллельно оси x и имеет лишь небольшую компоненту вдоль оси z .

Так как в эксперименте измеряется спиновый ток, генерируемый частью плёнки макроскопических размеров, мы рассчитали среднюю плотность спинового тока $\langle J_i^s \rangle$, накачиваемую из участка плёнки, соответствующего одной длине волны λ . Рис. 17 (c) показывает, что такое усреднение сильно снижает

y и z компоненты спинового тока и удваивает частоту осцилляций. Последнее происходит в силу того, что компоненты спинового тока, усреднённые по первой и второй половинам длины волны, колеблются в противофазе, но их временная зависимость не строго синусоидальная. Далее, удаление из сигнала высокочастотных колебаний [Рис. 17 (d)] показывает, что x компонента сохраняет существенное среднее значение $\langle \bar{J}_x^s \rangle = (0.8\hbar/\pi)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r]$ нс⁻¹, которое лишь вдвое уступает \bar{J}_x^s в пучности стоячей поперечной волны. Это связано с тем, что прецессия намагниченности происходит против часовой стрелки во всей плёнке, несмотря на разный знак возбуждающего поля \mathbf{H}_{me1} в двух половинах стоячей волны. Отметим также, что, в соответствии с предварительным моделированием магнитной динамики под действием упругих волн при конечной температуре, которые были реализованы путём добавления в эффективное поле флуктуирующего теплового члена [139], средняя плотность спинового тока $\langle \bar{J}_x^s \rangle$ при комнатной температуре принимает значения того же порядка величины, что и при 0 К.

Аналогичные результаты для продольной стоячей волны с частотой вблизи резонанса ν_{res} показаны на Рис. 18. Можно видеть, что качественно эти результаты схожи с предыдущим случаем поперечной волны, однако, есть два интересных отличия. Во-первых, средние значения \bar{J}_y^s и $\langle \bar{J}_y^s \rangle$ не являются пренебрежимо малыми в установившемся режиме, по порядку величины приближаясь к z компоненте спинового тока [Рис. 18(b) и 18(d)]. Это связано с тем, что ось, вокруг которой прецессирует намагниченность, имеет ненулевую проекцию на координатную ось y . Во-вторых, в отличие от поперечной волны, усреднение спинового тока по одной длине волны λ даёт более высокое значение компоненты $\langle J_z^s \rangle$, чем $\langle J_x^s \rangle$ [ср. Рис. 17(c) и 18(c)]. Тем не менее, значение усреднённой компоненты $\langle \bar{J}_x^s \rangle = (0.6\hbar/\pi)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r]$ нс⁻¹ всё также значительно превышает величину компоненты $\langle \bar{J}_z^s \rangle = (0.025\hbar/\pi)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r]$ нс⁻¹.

Используя теоретическое значение $(e^2/h)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r] \approx 4.66 \times 10^{14} \Omega^{-1}\text{м}^{-2}$, полученное для проводимости спинового смешивания при отражении от интерфейса Fe/Au путём вычислений из первых принципов [154], мы оценили численные значения спинового тока, накачиваемого из динамически деформируемой плёнки Fe₈₁Ga₁₉ в прилегающий слой золота. Вычисления дают $\langle \bar{J}_x^s \rangle/\hbar \approx 3.4 \times 10^{27} \text{с}^{-1} \text{м}^{-2}$ для средней плотности тока, генерируемого поперечной упругой волной с частотой $\nu = 9.38$ ГГц, и $\langle \bar{J}_x^s \rangle/\hbar \approx 2.4 \times 10^{27} \text{с}^{-1} \text{м}^{-2}$ для случая продольной волны с частотой $\nu = 9.61$ ГГц. Эти значения позволяют оценить

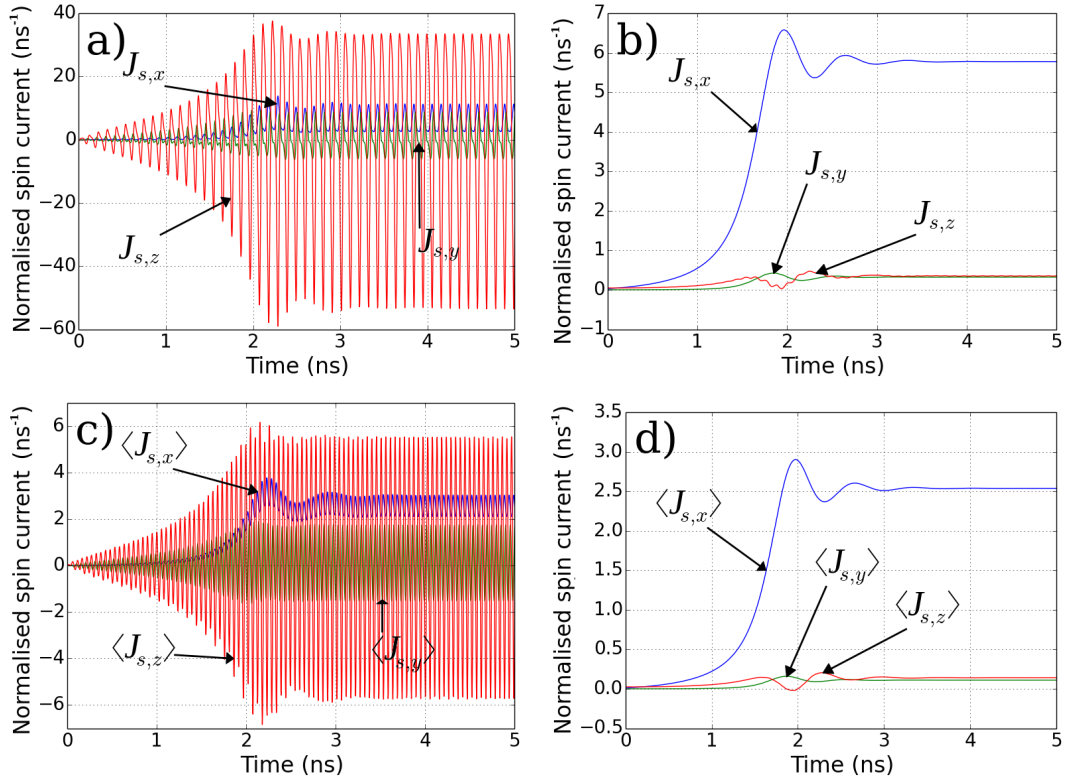


Рисунок 18: Временная зависимость спинового тока, создаваемого плёнкой $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ под действием стоячей продольной упругой волны с частотой 9.61 ГГц. Компоненты плотности спинового тока J_i^s нормированы на величину $(\hbar/4\pi)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r]$. На панелях (a) и (b) показаны J_i^s в пучности стоячей волны, тогда как на панелях (c) и (d) изображены плотности спинового тока, усреднённые по одной длине возбуждающей упругой волны. Панели (a) и (c) соответствуют непосредственным результатам моделирования; панели (b) и (d) показывают кривые, полученные применением низкочастотного фильтра, удаляющего колебания с высокими частотами.

постоянный электрический ток, возникающий в слое золота из-за накачиваемого спинового тока благодаря обратному спиновому эффекту Холла. Плотность \mathbf{J}_c электрического тока даётся соотношением $\mathbf{J}_c = \alpha_{\text{SH}}(2e/\hbar)(\mathbf{e}_s \times \mathbf{J}_s)$, где α_{SH} - спиновый угол Холла, e - (положительный) элементарный заряд, \mathbf{e}_s - единичный вектор в направлении спинового тока [152]. Следовательно, в нашем случае электрический ток будет ортогонален спиновому току и почти параллелен оси y . Принимая для золота $\alpha_{\text{SH}} \approx 0.0035$ [155], мы оценили плотность электрического тока $\langle \bar{J}_y^c \rangle_{z=0}$, генерируемого на интерфейсе поперечной и продольной упругими волнами соответственно как 3.9×10^6 и 2.7×10^6 А м $^{-2}$. Так как инжектируемый спиновый ток затухает в нормальном металле в силу процессов релаксации и диффузии спина, плотность электрического тока,

порождаемого им, также падает с расстоянием от интерфейса [156]. Полный электрический ток в слое нормального металла толщиной t_N и шириной w_N может быть найден из соотношения

$$\langle \bar{I}_y^c \rangle = \langle \bar{J}_y^c \rangle_{z=0} \xi_{sd} w_N \frac{\cosh(t_N/\lambda_{sd}) - 1}{\sinh(t_N/\lambda_{sd})}, \quad (25)$$

где λ_{sd} - длина спиновой диффузии. Принимая для этой величины в золоте значение 35 нм [156] и предполагая ширину слоя $w_N = 10$ мкм, мы получили, что полный ток, создаваемый в слое золота толщиной $t_N > 5\lambda_{sd}$ посредством вышеупомянутых упругих волн, имеет величину порядка 1 мкА, что может быть легко измерено в эксперименте.

2.4 Заключение

В этой главе мы описали проведённое микромагнитное моделирование неоднородной динамики намагниченности в ферромагнетиках под действием стоячих упругих волн. В отличие от предыдущих работ с аналитическим описанием [3–5; 10], наши вычисления не использовали предположение о малости отклонения намагниченности от положения равновесия. Численно решая уравнение ЛЛГ, мы провели моделирование магнитной динамики, возбуждаемой поперечными и продольными стоячими упругими волнами в плёнке $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ толщиной 2 нм, расположенной между двумя упругими полупространствами. Дано детальное описание как переходных процессов, так и колебаний намагниченности в установившемся режиме.

Моделирование показало, что упругие волны возбуждают существенно неоднородную магнитную динамику, где максимальная амплитуда достигается в пучностях упругой волны (или около пучностей в случае поперечной волны с частотой $\nu \gg \nu_{\text{res}}$). Эта амплитуда существенно увеличивается вблизи резонансной частоты ν_{res} недеформированной ферромагнитной плёнки [Рис. 10], достигая максимума при частоте $\nu = \nu_{\text{max}} < \nu_{\text{res}}$. Интересно, что резонансная кривая в силу нелинейных эффектов имеет сильно несимметричный вид, отличающийся от классического лоренциана. Вследствие этого телесный угол прецессии намагниченности падает достаточно медленно с ростом частоты $\nu > \nu_{\text{max}}$. Этот эффект создаёт возможность эффективного возбуждения

прецессии в диапазоне частот $\nu_{\max} \leq \nu \leq \nu_{\max} + \delta\nu$ с существенной шириной $\delta\nu \sim 1$ ГГц.

В установившемся режиме частота колебаний намагниченности совпадает с частотой возбуждающей упругой волны, кроме случая возбуждения продольной волной с частотой меньше ν_{res} , где намагниченность прецессирует с переменной частотой, максимальное значение которой сильно превышает частоту возбуждения [Рис. 15(с)]. Пространственное распределение динамики намагниченности в упругой волне имеет форму стоячих спиновых волн с той же длиной волны λ . Важно отметить, что структура такой стоячей спиновой волны может очень сильно отличаться от структуры возбуждающей упругой волны. Наши предсказания должны качественно выполняться для любых ферромагнитных материалов с сильным магнитоупругим взаимодействием, таких как сплавы FeCo и никель.

Используя полученные в результате моделирования данные по магнитной динамике, мы рассчитали спиновые токи, которые устанавливаются из динамически деформируемой плёнки Fe₈₁Ga₁₉ в прилегающий нормальный металл. Было обнаружено, что как поперечные, так и продольные стоячие упругие волны с частотами вблизи частоты ν_{res} создают спиновые токи, содержащие как постоянную, так и переменную компоненту. Интересно, что спиновая поляризация постоянной компоненты не всегда строго параллельна равновесной ориентации намагниченности в установившемся режиме. Расчёт поперечного электрического тока, создаваемого спиновым током за счёт обратного спинового эффекта Холла, показал, что на интерфейсе между ферромагнетиком и нормальным металлом его плотность достаточно велика для экспериментального обнаружения.

Глава 3. Связанная магнитная и упругая динамика, возбуждаемая бегущими сдвиговыми волнами

3.1 Введение и методика моделирования

Данная глава посвящена моделированию воздействия поперечных упругих волн на ферромагнитную гетероструктуру $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}/\text{Au}$. Рассматриваются сдвиговые волны, создаваемые присоединённым пьезоэлектрическим преобразователем и распространяющиеся в направлении, перпендикулярном поверхностям ферромагнитной плёнки. Описывается связанная магнитная и упругая динамика, возбуждаемая в пленках $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ различной толщины, рассчитывается спиновый ток, возникающий в Au из-за прецессии намагниченности вблизи интерфейса $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}|\text{Au}$, и вычисляется сопутствующий ему электрический ток, возникающий в Au в силу обратного спинового эффекта Холла. Основные результаты проведённого исследования опубликованы в работе [157].

Рассматриваемая гетероструктура состоит из (001)-ориентированной монокристаллической или сильнотекстурированной поликристаллической ферромагнитной плёнки, механически связанной с пьезоэлектрическим элементом и покрытой с другой стороны слоем нормального металла [Рис. 19]. Пьезоэлектрический преобразователь создаёт периодическое механическое смещение вдоль границы с ферромагнетиком, возбуждая таким образом сдвиговую упругую волну, распространяющуюся поперёк двойного слоя $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}/\text{Au}$. Для моделирования возникающей при этом магнитной и упругой динамики мы развили свой метод по сравнению с используемым в главе 2. Помимо уравнения ЛЛГ (16) решается также уравнение теории упругости (уравнение Навье-Коши), позволяющее описывать динамику упругого состояния сплошных сред. В случае сред с кубической симметрией, к которым относится $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$, это уравнение,

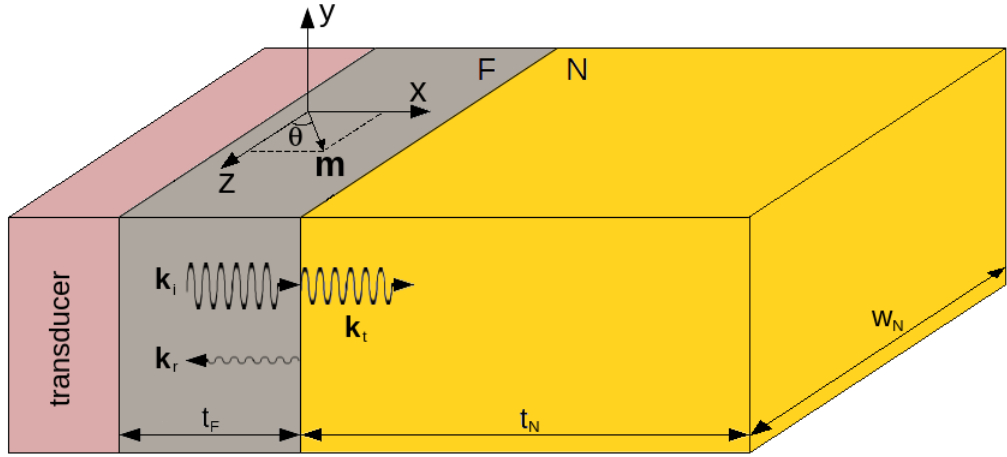


Рисунок 19: Двойной слой ферромагнетик/нормальный металл, механически связанный с пьезоэлектрическим преобразователем, который создаёт упругую волну, распространяющуюся в ферромагнитном (F) слое толщиной t_F и в слое нормального металла (N) толщиной t_N . Направление намагниченности \mathbf{m} в недеформированном слое F отклоняется от лежащей в плоскости слоя оси z на угол θ в силу приложенного магнитного поля \mathbf{H} с отличной от нуля компонентой, перпендикулярной слою.

дополненное магнитоупругими членами, может быть записано в виде [11; 158]

$$\begin{aligned}
 \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= c_{11} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + c_{44} \left[\frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right] + (c_{12} + c_{44}) \left[\frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial x \partial z} \right] + \\
 &+ B_1 \frac{\partial(m_x^2)}{\partial x} + B_2 \left[\frac{\partial(m_x m_y)}{\partial y} + \frac{\partial(m_x m_z)}{\partial z} \right], \\
 \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} &= c_{11} \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + c_{44} \left[\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} \right] + (c_{12} + c_{44}) \left[\frac{\partial^2 u_x}{\partial y \partial x} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y \partial z} \right] + \\
 &+ B_1 \frac{\partial(m_y^2)}{\partial y} + B_2 \left[\frac{\partial(m_y m_x)}{\partial x} + \frac{\partial(m_y m_z)}{\partial z} \right], \\
 \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} &= c_{11} \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + c_{44} \left[\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} \right] + (c_{12} + c_{44}) \left[\frac{\partial^2 u_x}{\partial z \partial x} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z \partial y} \right] + \\
 &+ B_1 \frac{\partial(m_z^2)}{\partial z} + B_2 \left[\frac{\partial(m_z m_x)}{\partial x} + \frac{\partial(m_z m_y)}{\partial y} \right],
 \end{aligned} \tag{26}$$

где ρ - плотность материала, а c_{11} , c_{12} и c_{44} - его упругие постоянные при постоянной намагниченности.

Моделирование осуществлялось путём решения связанной системы уравнений Ландау-Лифшица-Гилберта (16) и уравнения теории упругости (26) с учётом влияния намагниченности на упругие смещения. Следует отметить, что

все материальные константы, включая константы магнитокристаллической анизотропии K_1 и K_2 [135], были определены в кристаллографической системе координат с осями, ориентированными вдоль кубических направлений [100], [010] и [001], параллельных осям x, y, z на Рис. 19. Для решения уравнения (26) использовались те же вычислительные ячейки, что и для уравнения ЛЛГ. Каждой ячейке приписывался вектор смещения $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$, который обновлялся на каждом шаге интегрирования. Интегрирование производилось с помощью метода конечных разностей с приближением средней точки для производных. Деформации, получаемые из смещений путём дифференцирования, на каждом шаге интегрирования подставлялись в уравнение ЛЛГ через компоненту эффективного поля \mathbf{H}_{meI} , а влияние намагниченности на упругую динамику учитывалось через члены в уравнении (26), пропорциональные магнитоупругим постоянным B_1 и B_2 . В случае моделирования немагнитного материала эти члены принимались равными нулю.

Дифференциальные уравнения в частных производных (16) и (26) были дополнены соответствующими граничными условиями: на границе ферромагнетика с пьезоэлектрическим преобразователем (F|Tr) смещение \mathbf{u}_F удовлетворяло соотношениям $u_x^F = u_z^F = 0$ и $u_y^F = u_{\text{max}} \sin(\omega t)$, где амплитуда u_{max} и частота $\omega = 2\pi\nu$ периодического смещения u_y^F составляют входные параметры нашего моделирования. На границе ферромагнетика и нормального металла (F|N) были поставлены обычные механические граничные условия, составляющие непрерывность смещения ($\mathbf{u}_F = \mathbf{u}_N$) и соответствующих компонент напряжения ($\sigma_{xj}^F = \sigma_{xj}^N, j = x, y, z$) в обозначенных слоях. Противоположная граница нормального металла считалась механически свободной ($\sigma_{xj}^N = 0$). Свободные магнитные граничные условия $\partial\mathbf{M}/\partial x = 0$ были поставлены на обеих границах ферромагнитного слоя.

Так как уравнение ЛЛГ является жёстким, его численное интегрирование было реализовано с помощью проективного метода Эйлера, где условие $|\mathbf{m}| = 1$ выполняется автоматически. В вычислениях использовался фиксированный шаг интегрирования $\delta t = 5$ фс и вычислительные ячейки размером $2 \times 2 \times 2$ см³, что меньше, чем длина обменного взаимодействия $\lambda_{\text{ex}} = 4$ нм в Fe₈₁Ga₁₉ [135]. Несмотря на то, что задача является одномерной (значения \mathbf{m} и \mathbf{u} могут изменяться только вдоль одной координаты x), для корректного учёта обменного взаимодействия и, что важно, диполь-дипольного взаимодействия, необходимо задействовать трёхмерный ансамбль вычислительных ячеек.

Моделирование проводилось для двойных слоёв $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}/\text{Au}$ с общей толщиной 3 мкм и толщиной ферромагнитного слоя t_F от 100 до 892 нм. Для стабилизации монокристаллического состояния в $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ и создания прецессии намагниченности за счёт эффективного поля $H_y^{\text{meI}} = -(B_2/M_s)\epsilon_{xy}m_x$ было введено внешнее магнитное поле с компонентами $H_x = 8$ кЭ и $H_z = 0.5$ кЭ, отклоняющее намагниченность от ориентации в плоскости вдоль оси z на угол $\approx 28^\circ$. Были использованы следующие значения материальных параметров $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ и Au : намагниченность насыщения $M_s = 1321$ эрг Гс $^{-1}$ см $^{-3}$ [143], параметр затухания $\alpha = 0.017$ [144], константа обменного взаимодействия $A_{\text{ex}} = 1.8 \times 10^{-6}$ эрг см $^{-1}$ [145], $K_1 = 1.75 \times 10^5$ эрг см $^{-3}$, $K_2 = 0$ [146], $B_1 = -0.9 \times 10^8$ эрг см $^{-3}$ и $B_2 = -0.8 \times 10^8$ эрг см $^{-3}$ [147], $c_{11}^F = 1.62 \times 10^{12}$ дин см $^{-2}$, $c_{12}^F = 1.24 \times 10^{12}$ дин см $^{-2}$, $c_{44}^F = 1.26 \times 10^{12}$ дин см $^{-2}$, $\rho_F = 7.8$ г см $^{-3}$ [149]; $c_{11}^N = 1.924 \times 10^{12}$ дин см $^{-2}$, $c_{12}^N = 1.63 \times 10^{12}$ дин см $^{-2}$, $c_{44}^N = 0.42 \times 10^{12}$ дин см $^{-2}$, $\rho_N = 19.3$ г см $^{-3}$ [159], где индексы F и N относятся к ферромагнетику и нормальному металлу соответственно. Максимальное смещение u_{max} на границе F|Tr было задано равным 0.01 нм, что соответствует начальным деформациям в слое $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ $\epsilon_{xy}(\nu)$ с амплитудой $\sim 10^{-4}$ при микроволновом возбуждении с частотами ν в диапазоне 5-10 ГГц.

3.2 Магнитная и упругая динамика в двойном слое $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}|\text{Au}$

Моделирование показало, что периодическое смещение в плоскости границы F|Tr приводит к распространению в слое F сдвиговой упругой волны, что качественно схоже с генерацией поперечных микроволновых фононов в плёнке пермаллоя с помощью кварцевого преобразователя [160]. На Рис. 20(a) показаны характерные пространственные распределения сдвиговых деформаций $\epsilon_{xy}(x,t)$ в бегущей волне в момент времени до её отражения от свободной поверхности слоя N. Так как фазовая скорость $v_t = \sqrt{c_{44}/\rho}$ поперечных волн в $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ ($v_t^F \approx 4000$ м с $^{-1}$) значительно выше, чем в Au ($v_t^N \approx 1475$ м с $^{-1}$), длина поперечной волны λ_t снижается примерно в три раза в слое золота. Интересно, что после множественных частичных отражений волны на границе F|N (коэффициент прохождения по энергии ≈ 0.95), в слое F с толщиной $t_F = \lambda_t^F$

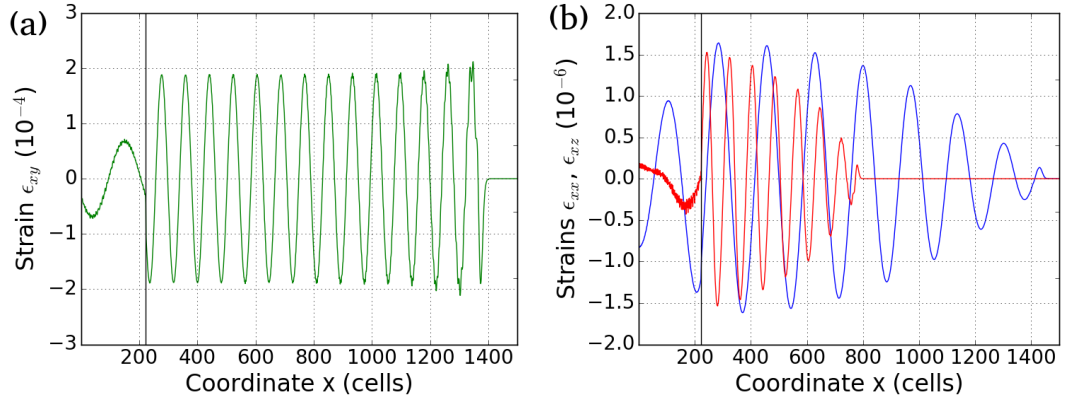


Рисунок 20: Упругие волны, возникающие в двойном слое $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}/\text{Au}$ при частоте возбуждения $\nu = 9$ ГГц. (а) Пространственное распределение деформаций $\epsilon_{xy}(x,t)$ в возбуждающей упругой волне в момент времени $t = 1.73$ нс. (б) Вторичные упругие волны, порождённые прецессией намагниченности. Кривые соответствуют деформациям $\epsilon_{xx}(x,t)$ и $\epsilon_{xz}(x,t)$ в момент времени $t = 0.83$ нс. Толщина $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ составляет 446 нм, а координата x приведена в единицах вычислительных ячеек, имеющих размер 2 нм.

устанавливается почти синусоидальное распределение деформаций с амплитудой $\epsilon_{xy}^{\max} \approx 1 \times 10^{-4}$.

За счёт магнитоупругого вращательного момента $\mathbf{T}_{\text{mel}} = \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{mel}}$, создаваемого деформацией ϵ_{xy} , сдвиговая упругая волна создаёт прецессию намагниченности в слое F. Для достижения максимальной амплитуды прецессии частота механического возбуждения ν была выбрана вблизи частоты ферромагнитного резонанса $\nu_{\text{res}} = 8.75$ ГГц в недеформированном слое $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$, которая была определена в ходе отдельного моделирования. На Рис. 21 показаны пространственные распределения направляющих косинусов намагниченности $m_i(x,t)$ в слоях $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ с разной толщиной t_F . Как видно из Рис. 21(a), прецессия практически однородна в слое толщиной $t_F = 100$ нм, что существенно меньше, чем длина возбуждающей упругой волны $\lambda_t = 446$ нм. В случае же, когда t_F становится равной или превышает λ_t , динамика намагниченности становится неоднородной, принимая вид спиновой волны [Рис. 21(b) и 21(c)]. Хотя профиль спиновой волны не является синусоидальным, её длина и частота совпадают с таковыми у возбуждающей упругой волны.

Моделирование также выявило возбуждение двух дополнительных упругих волн в двойном слое F|N, которые являются сдвиговой волной с деформациями $\epsilon_{xz}(x,t)$ и волной сжатия-растяжения с деформациями $\epsilon_{xx}(x,t)$, показанными на Рис. 20(b). Эти вторичные волны имеют существенно меньшую

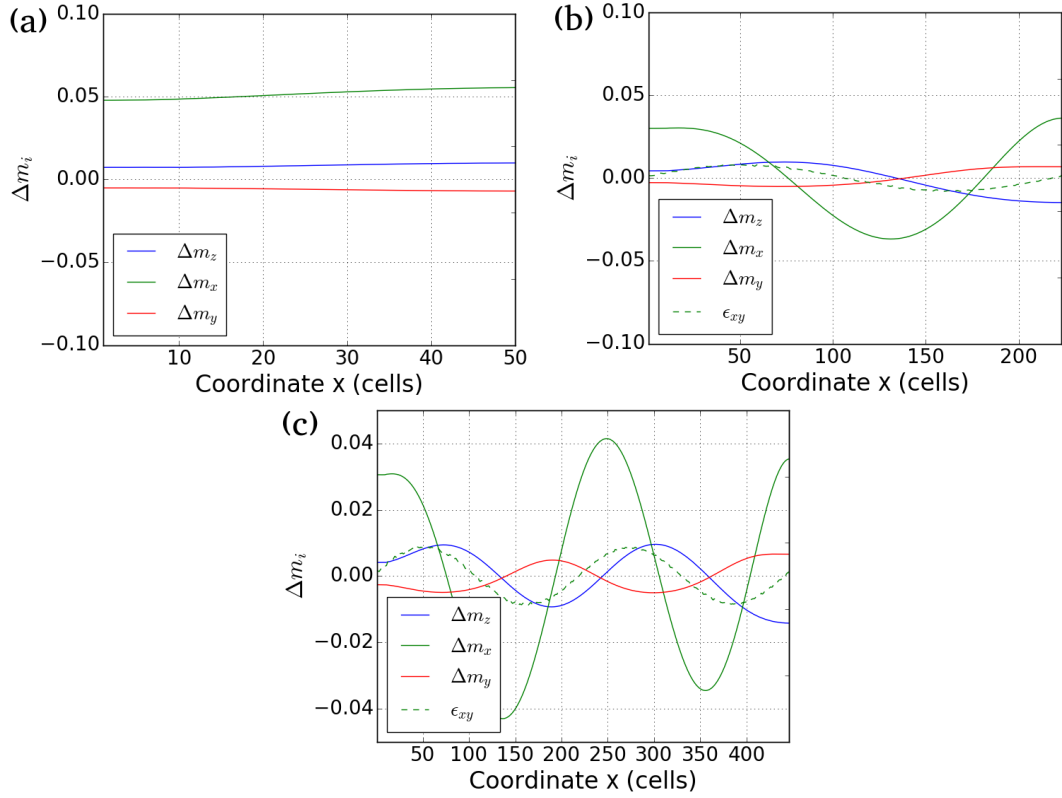


Рисунок 21: Динамика намагниченности под действием упругих волн в слоях $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ с толщиной 100 нм (а), 446 нм (б) и 892 нм (в). На графиках показаны пространственные вариации Δm_i направляющих косинусов намагниченности, осциллирующей с частотой $\nu = 9$ ГГц, а также деформации ϵ_{xy} в возбуждающей упругой волне. Изображения соответствуют моменту времени $t \approx 2.5$ нс, до которого поперечная волна уже успела претерпеть несколько частичных отражений от границы F|N, но волна, отражённая от свободной границы слоя N, ещё не достигла слоя F.

амплитуду, чем у возбуждающей волны ($\sim 10^{-6}$ против $\sim 10^{-4}$), и отсутствуют, если положить равными нулю магнитоупругие члены в уравнении (26). Таким образом, прецессия намагниченности в слое F лежит в основе обнаруженного явления, что иллюстрирует обратную связь между магнитной динамикой и деформациями решётки. После достижения границы $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}|\text{Au}$, слабые вторичные волны проникают в слой нормального металла, где продольная волна распространяется со значительно большей скоростью $v_i^{\text{N}} = \sqrt{c_{11}^{\text{N}}/\rho_{\text{N}}} \approx 3160$ м с $^{-1}$, чем поперечная волна [Рис. 20(b)].

Упругая динамика, вызванная прецессией намагниченности, изменяет эффективное поле \mathbf{H}_{eff} , входящее в уравнение (16), и, таким образом, должна оказывать обратное влияние на магнитную динамику. Мы оценили величину

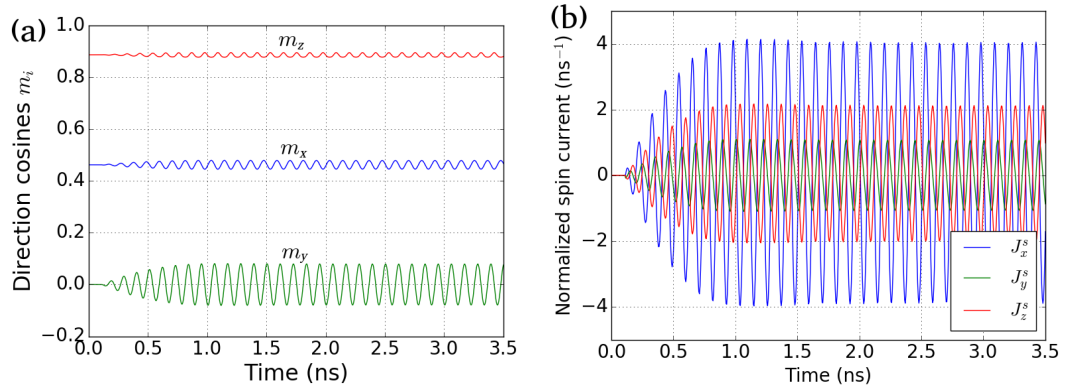


Рисунок 22: (а) Прецессия намагниченности на границе $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}|\text{Au}$. На графиках показана временная эволюция направляющих косинусов m_i в слое $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ толщиной 446 нм. (б) Временная зависимость спинового тока, накачиваемого слоем $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ в прилегающий нормальный металл. Компоненты плотности спинового тока J_i^s нормированы на величину $(\hbar/4\pi)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r]$. Частота возбуждения составляет 9 ГГц.

этого эффекта путём сравнения результатов точного моделирования с результатами приближённого расчёта, в котором не учитывались магнитоупругие члены в уравнении (26). Сравнение показало, что во всех рассматриваемых случаях относительные изменения Δm_i , обусловленные магнитоупругой обратной связью, не превышают 2%. Это связано со слабостью вторичных упругих волн и с отсутствием существенного влияния магнитной динамики на возбуждающую упругую волну, которая сохранила свою длину $\lambda_t^F = \sqrt{c_{44}^F/\rho_F}$ и амплитуду с точностью до 1% в рассматриваемом диапазоне частот. Таким образом, в нашем случае магнитоупругая обратная связь не вызывает сколь бы то ни было существенных изменений в динамике намагниченности.

На Рис. 22(а) показаны графики временной эволюции прецессии намагниченности на границе $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}|\text{Au}$ в гетероструктуре, включающей в себя слой $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ толщиной 446 нм. Несмотря на достаточно сложную упругую динамику, после короткого переходного процесса (~ 1 нс) устанавливается стационарный режим прецессии намагниченности с постоянной амплитудой и частотой (отметим, что коэффициент отражения по энергии возбуждающей упругой волны от границы F|N составляет всего лишь 5%). Конец вектора намагниченности движется по эллиптической траектории, а максимальное угловое отклонение от равновесной ориентации составляет 3° . Стационарный режим продолжается, пока поперечная волна, отражённая от свободной границы слоя N, не достигнет слоя F, что занимает от 2.7 до 4 нс в зависимости

от его толщины. При больших временах динамика намагниченности становится нерегулярной в силу интерференции непрерывно генерируемой возбуждающей волны и волны, отражённой от свободной границы.

3.3 Спиновая накачка в нормальный металл под действием упругих волн

Данные о прецессии намагниченности на границе F|N, полученные в ходе моделирования, были использованы для оценки спинового тока, накачиваемого в слой золота динамически деформируемым слоем $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$. Плотность тока спиновой накачки на границе \mathbf{J}_s была рассчитана из приближённого соотношения (24), справедливого для толстых ферромагнитных слоёв. На Рис. 22(b) показаны временные зависимости нормированных проекций \mathbf{J}_s на координатные оси. Видно, что переменная компонента спинового тока преобладает в этих зависимостях, однако, применение низкочастотного фильтра показывает и существенную постоянную компоненту $\langle \mathbf{J}_s \rangle$. Ненулевые проекции $\langle J_x^s \rangle$ и $\langle J_z^s \rangle$ последней показаны на Рис. 23 в зависимости от толщины слоя $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$. Согласно нашим численным оценкам, замедление прецессии намагниченности, связанное со спиновой накачкой в нормальный металл, которое может быть описано добавкой к коэффициенту затухания Гилберта в слое ячеек, прилежащем к нормальному металлу [66], невелико для слоёв $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ с толщиной $t_F \gg \lambda_{\text{ex}}$.

Благодаря обратному спиновому эффекту Холла, спиновый ток создаёт в слое нормального металла электрический ток с плотностью $\mathbf{J}_c = \alpha_{\text{SH}}(2e/\hbar)(\mathbf{e}_s \times \mathbf{J}_s)$. Принимая для золота $\alpha_{\text{SH}} \approx 0.0035$ и используя теоретическую оценку $(e^2/h)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r] \approx 4.66 \times 10^{14} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-2}$ для проводимости спинового смешивания при отражении от интерфейса Fe|Au [154; 155], мы рассчитали плотности спинового и электрического токов, установившихся в слое Au вблизи его границы с $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$. С ростом расстояния от интерфейса величина спинового тока падает в силу спиновой диффузии и релаксации [152]. Учитывая затухание спинового тока в Au с длиной спиновой диффузии $\lambda_{\text{sd}} = 35 \text{ нм}$ [156], а также уменьшение величины спинового тока за счёт обратного потока спина из нормального металла в ферромагнетик (“спинового противотока”) [152], мы рассчитали полный постоянный электрический ток $\langle \mathbf{I}_c \rangle$ в слое Au с толщиной $t_N \gg \lambda_{\text{sd}}$ и шириной

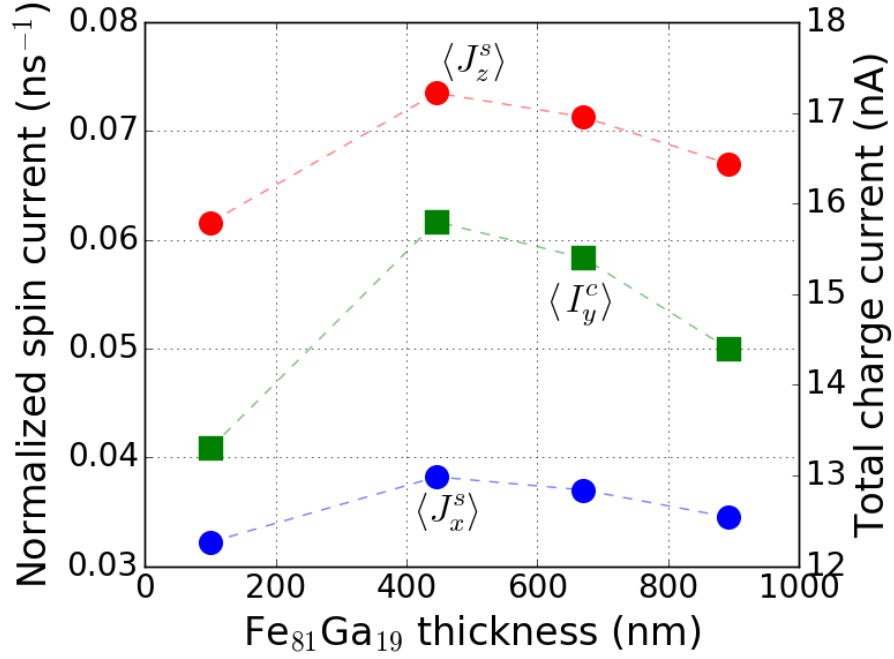


Рисунок 23: Влияние толщины слоя $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ на постоянную компоненту спинового тока, накачиваемого в слой Au, и на постоянный электрический ток, устанавливающийся в этом слое при частоте возбуждения 9 ГГц. Графики соответствуют проекциям постоянного спинового тока $\langle J_x^s \rangle$ и $\langle J_z^s \rangle$ на границе $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}|\text{Au}$, нормированным на $(\hbar/4\pi)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r]$, и величине постоянного электрического тока $\langle I_y^c \rangle$, рассчитанного для слоя Au с толщиной $t_N \gg \lambda_{sd}$ и шириной $w_N = 10$ мкм.

$w_N = 10$ мкм по формуле

$$\langle I_y^c \rangle = \langle J_y^c \rangle_{z=0} \lambda_{sd} w_N \frac{\cosh(t_N/\lambda_{sd}) - 1}{\sinh(t_N/\lambda_{sd}) \left[1 + \frac{\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r] kT \lambda_{sd}}{\pi \hbar n D} \right]}, \quad (27)$$

где kT – произведение постоянной Больцмана на абсолютную температуру, n – концентрация электронов в металле, D – коэффициент диффузии электронов, получаемый из соотношения Эйнштейна (для Au $nD = 7.1 \times 10^{24} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$ [159]). Было обнаружено, что величина этого тока, направленного вдоль оси y , существенно зависит от толщины слоя $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ (см. Рис. 23). Электрический ток в нормальном металле, возникающий при возбуждении с частотой $\nu = 9$ ГГц, имеет величину 13-16 нА, что может быть измерено экспериментально с помощью современных пикоамперметров. Отметим также, что добавка, связанная с обратным потоком спина (член в квадратных скобках в знаменателе правой части (27), для структур $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}/\text{Au}$ равный ≈ 1.74), не была учтена в разделе 2.3 при расчёте полного электрического тока. Вычисления с учётом этой

добавки дают значение 0.6 мкА, что по порядку величины совпадает с приведённым в главе 2 значением 1 мкА, подтверждая возможность экспериментальной регистрации этого тока.

3.4 Заключение

Таким образом, в данной главе представлен строгий микромагнитный подход к описанию магнитоупругих явлений в ферромагнетиках, который отличается полным учётом взаимосвязи между деформациями решётки и намагниченностью материала. Выполненное с помощью этого подхода моделирование двойных слоёв “ферромагнетик/нормальный металл” позволило описать связанную магнитную и упругую динамику и предсказать эффективную спиновую накачку в нормальный металл. Теоретические результаты, представленные в данной главе, демонстрируют возможность создания спиновых инжекторов, возбуждаемых объемными упругими волнами. Поскольку такие волны могут быть созданы с помощью пьезоэлектрического преобразователя, энергопотребление описанного спинового инжектора должно быть существенно ниже, чем в случае возбуждения прецессии намагниченности микроволновым магнитным полем [161].

Глава 4. Спиновые явления, индуцированные продольными упругими волнами в пленках и гетероструктурах феррита кобальта

4.1 Введение и методика моделирования

В данной главе описываются результаты моделирования воздействия бегущих акустических волн на плёнки кристаллического и аморфного CoFe_2O_4 и гетероструктуры $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pt}$ [24]. Рассматриваются продольные упругие волны, возбуждаемые присоединённым пьезоэлектрическим преобразователем в плёнках феррита кобальта с толщиной, превышающей несколько длин волн. При этом частота акустической волны варьируется в широком диапазоне, охватывающем частоту ФМР недеформированной плёнки. На основе данных моделирования магнитной динамики в двойных слоях $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pt}$ вычисляется ток спиновой накачки в Pt и порождаемые им электрический ток и напряжение. Основные результаты проведённого исследования опубликованы в работе [162].

Выбор CoFe_2O_4 обусловлен большими магнитоупругими постоянными, присущими этому материалу, что делает его привлекательным для применения в стрейнтронике, в частности, для возбуждения спиновых волн и спиновых токов с помощью упругих деформаций. Значения этих постоянных $B_1 = 5.9 \times 10^8$ эрг см^{-3} и $B_2 = -3.6 \times 10^8$ эрг см^{-3} существенно превышают значения магнитоупругих констант других материалов, таких как железо-иттриевый гранат (ЖИГ, $B_1 \approx 3 \times 10^6$ эрг см^{-3} , $B_2 \approx 6 \times 10^6$ эрг см^{-3}) [3; 111], разбавленные магнитные полупроводники ($B_{1,2} < 10^8$ эрг см^{-3}) [7; 113; 163], никель ($B_{1,2} \approx 10^8$ эрг см^{-3}) [5; 8; 164–168], железо ($B_1 \approx -3 \times 10^7$ эрг см^{-3} , $B_2 \approx 10^8$ эрг см^{-3}) [169], галфенол $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ ($B_{1,2} \approx -10^8$ эрг см^{-3}) [135; 157] и сплавы CoFe ($B_1 \approx -3 \times 10^8$ эрг см^{-3} , $B_2 \approx -3 \times 10^7$ эрг см^{-3} для $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{60}$) [170–172]. Однако, CoFe_2O_4 обладает также очень большим коэффициентом затухания Гилберта $\alpha \sim 1$ [173], что ставит под сомнение его пригодность для вышеупомянутых приложений. Для выявления влияния этих факторов на эффективность возбуждения спиновой динамики в плёнках CoFe_2O_4 и двойных слоях $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pt}$ с помощью продольных акустических волн было проведено численное моделирование такого воздействия.

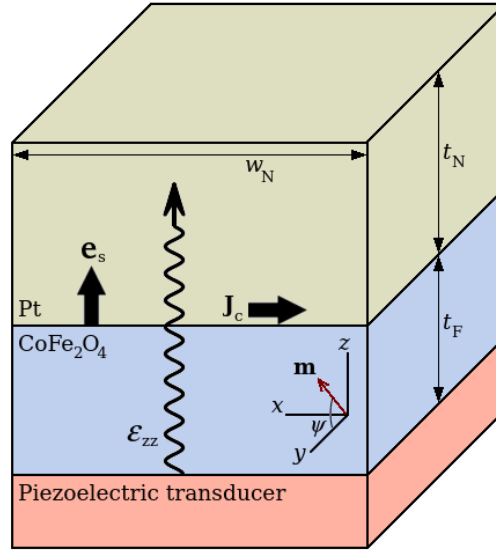


Рисунок 24: Гетероструктура “ферромагнетик/нормальный металл”, прикреплённая к пьезоэлектрическому преобразователю. Продольная упругая волна $\epsilon_{zz}(z,t)$ создаётся преобразователем и распространяется через плёнку CoFe_2O_4 и прилегающий слой Pt. \mathbf{e}_s - направление спинового тока \mathbf{J}_s , накачиваемого в нормальный металл, а \mathbf{J}_c - плотность электрического тока, создаваемого \mathbf{J}_s за счёт обратного спинового эффекта Холла.

Моделирование проводилось путём решения системы связанных уравнений ЛЛГ (16) и Навье-Коши (26) в рамках подхода, описанного в главе 3. Компоненты \mathbf{H}_{eff} рассчитывались согласно выражениям, определённым ранее [уравнения (17), (18) и (21)], за исключением поля анизотропии \mathbf{H}_{mca} . Выражение для этого члена эффективного поля было модифицировано путём добавления параметра K_u , позволяющего учесть одноосную анизотропию, которая может присутствовать в плёнке феррита кобальта [174] (предполагается, что плёнка имеет ориентацию (001) и поверхности, перпендикулярные оси z [Рис. 24]):

$$\begin{aligned}
 H_x^{\text{mca}} &= -\frac{2}{M_s} [K_1(m_y^2 + m_z^2) + K_2 m_y^2 m_z^2] m_x, \\
 H_y^{\text{mca}} &= -\frac{2}{M_s} [K_1(m_x^2 + m_z^2) + K_2 m_x^2 m_z^2] m_y, \\
 H_z^{\text{mca}} &= -\frac{2}{M_s} [-K_u + K_1(m_x^2 + m_y^2) + K_2 m_x^2 m_y^2] m_z.
 \end{aligned} \tag{28}$$

Вычисление поля обменного взаимодействия производилось по формуле (18), полученной для ферромагнетиков [19]. Строго говоря, CoFe_2O_4 не является ферромагнетиком, а имеет ферримагнитное упорядочение спинов. Однако, как

было показано в [175], магнитные моменты индивидуальных атомов образуют в нём коллинеарную спиновую структуру, позволяющую считать его ферромагнетиком в случае длинноволновых возбуждений с длиной волны много больше размера элементарной ячейки. Упругие волны в гигагерцовом диапазоне, рассматриваемые в данной главе, удовлетворяют этому условию, что оправдывает использование константы A_{ex} для количественного описания обменного взаимодействия [176] и формулы (18) для вычисления соответствующего вклада в эффективное поле.

Инжектирование продольной упругой волны в CoFe_2O_4 моделировалось путём задания периодически изменяющейся z компоненты механического смещения на нижней границе материала, в то время как остальные компоненты полагались равными нулю: $u_x^{\text{F}} = u_y^{\text{F}} = 0$, $u_z^{\text{F}} = u_{\text{max}} \sin(2\pi vt)$. Так как в данной главе рассматривается моделирование плоских упругих волн в слоях CoFe_2O_4 и Pt, размеры которых в плоскости xy существенно превышают их толщину, как намагниченность $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, так и смещение $\mathbf{u}^{\text{F}}(\mathbf{r})$ считались независимыми от координат x и y и способными изменяться только вдоль координаты z . Тем не менее, был использован трёхмерный ансамбль вычислительных ячеек, необходимый для вычисления полей диполь-дипольного и обменного взаимодействия.

При моделировании на обеих границах ферромагнетика были поставлены свободные магнитные граничные условия ($\partial\mathbf{M}/\partial z = 0$). На верхней границе нормального металла были поставлены свободные механические граничные условия (напряжения $\sigma_{zx}^{\text{N}} = \sigma_{zy}^{\text{N}} = \sigma_{zz}^{\text{N}} = 0$), а корректное механическое поведение на границе раздела слоёв обеспечивалось использованием единого ансамбля вычислительных ячеек, охватывающего весь двойной слой. Замедление прецессии намагниченности вблизи интерфейса с нормальным металлом, вызванное спиновой накачкой в последний [66], было учтено соответствующей добавкой к коэффициенту затухания Гилберта в приграничном слое ячеек.

Проективный метод Эйлера, использовавшийся для интегрирования уравнения ЛЛГ в предыдущих главах, был заменён на более совершенный проективный метод Рунге-Кутты 4 порядка, позволяющий использовать большие шаги по времени без потери устойчивости. Для решения уравнения Навье-Коши (26) был использован метод конечных разностей с приближением средней точки для производных. В отличие от расчётов, проведённых другими авторами [167], оба уравнения (16) и (26) были решены в сильной форме. Шаг интегрирования δt был выбран равным 10^{-13} с, а размер вычислительной ячейки

$2 \times 2 \times 2$ нм³ был взят существенно меньшим, чем длина обменного взаимодействия $l_{\text{ex}} = \sqrt{A_{\text{ex}}/(2\pi M_s^2)} \approx 6$ нм в кристаллическом CoFe_2O_4 . В этой формуле намагниченность насыщения M_s была принята равной 425 эрг Гс⁻¹ см⁻³ [177], а значение константы обменного взаимодействия $A_{\text{ex}} = 4 \times 10^{-7}$ эрг см⁻¹ было получено путём фиттирования магнотонной дисперсионной кривой [178].

Моделирование было проведено для плёнок монокристаллического и аморфного CoFe_2O_4 и для двойных слоёв $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pt}$. Предполагалось, что кристаллическая плёнка CoFe_2O_4 обладает только кубической магнитокристаллической анизотропией ($K_u = 0$, $K_1 = 0.9 \times 10^6$ эрг см⁻³, $K_2 = 0$ [177]), в то время как аморфной плёнке ($K_1 = K_2 = 0$) была приписана одноосная анизотропия $K_u = 7.28 \times 10^4$ эрг см⁻³, выявленная экспериментально, и намагниченность насыщения $M_s = 96$ эрг Гс⁻¹ см⁻³ [174]. Для обеих плёнок была использована верхняя оценка параметра затухания Гилберта $\alpha = 1$, ожидаемая из экспериментальных данных [173]. Модули упругости и плотность кристаллического CoFe_2O_4 и Pt были приняты равными $c_{11}^{\text{F}} = 2.57 \times 10^{12}$ дин см⁻², $c_{12}^{\text{F}} = 1.5 \times 10^{12}$ дин см⁻², $c_{44}^{\text{F}} = 0.85 \times 10^{12}$ дин см⁻² [179], $\rho_{\text{F}} = 5.294$ г см⁻³ [175], $c_{11}^{\text{N}} = 3.467 \times 10^{12}$ дин см⁻², $c_{12}^{\text{N}} = 2.507 \times 10^{12}$ дин см⁻², $c_{44}^{\text{N}} = 0.765 \times 10^{12}$ дин см⁻², $\rho_{\text{N}} = 21.5$ г см⁻³ [159]. Упругие константы аморфного CoFe_2O_4 были получены путём усреднения Фойгта-Ройса-Хилла [180] констант монокристаллического CoFe_2O_4 и составили $c_{11}^{\text{F}} = 2.80 \times 10^{12}$ дин см⁻², $c_{12}^{\text{F}} = 1.39 \times 10^{12}$ дин см⁻², $c_{44}^{\text{F}} = 0.71 \times 10^{12}$ дин см⁻². Затем был рассчитан изотропный коэффициент магнитострикции по формуле $\lambda_s = (2/5)\lambda_{100} + (3/5)\lambda_{111}$ [19; 181], что позволило определить магнитоупругие постоянные $B_1 = B_2 = -3\lambda_s c_{44}^{\text{F}} = 1.32 \times 10^8$ эрг см⁻³ аморфной плёнки с указанным выше модулем сдвига c_{44}^{F} .

Так как намагниченность испытывает воздействие деформаций, создаваемых упругой волной, а не механических смещений, для исследования влияния частоты волны на динамику намагниченности волна должна иметь одну и ту же амплитуду деформаций $\varepsilon_{zz}^{\text{max}}$ на границе между пьезоэлектрическим преобразователем и ферромагнетиком для всех исследуемых частот. В наших расчётах это было реализовано путём задания смещения u_{max} , создаваемого преобразователем, по формуле $u_{\text{max}} = \varepsilon_{zz}^{\text{max}}/k_L$, справедливой для синусоидальных волн, где $k_L = 2\pi\nu/c_L$ и $c_L = \sqrt{c_{11}^{\text{F}}/\rho_{\text{F}}}$ – волновое число и скорость продольной волны соответственно. В реальном эксперименте возможность придания u_{max} желаемого значения может быть обеспечена использованием присущих преобразователю

пьезоэлектрических резонансов и антирезонансов. Варьируя толщину преобразователя и его материальные параметры, можно подстроить его резонансную частоту таким образом, чтобы при заданной частоте приложенного электрического напряжения получить на выходе смещение желаемой величины [182]. При моделировании, описанном в данной главе, максимальное значение u_{\max} составило по порядку величины 10^{-2} нм в кристаллических плёнках и около 0.5 нм в аморфных, что легко достижимо с помощью современных пьезоэлектрических материалов [183]. Отметим, что упругие волны с частотами существенно выше фундаментальной частоты преобразователя могут быть возбуждены в прилежащем ферромагнетике путём подачи на преобразователь импульсов напряжения [103], а также с помощью использования субпикосекундных лазерных импульсов, способных генерировать пакеты акустических волн с компонентами, имеющими частоты свыше 100 ГГц [184–186].

4.2 Возбуждение спиновых волн в толстых плёнках CoFe_2O_4

4.2.1 Кристаллические плёнки

Для изучения распространения магнитоупругих возбуждений в CoFe_2O_4 мы провели моделирование плёнок с толщинами много больше длины $\lambda_L = c_L/\nu$ возбуждающей продольной упругой волны. Так как такая волна может создавать только компоненту $H_z^{\text{mel}} = -2B_1 \epsilon_{zz} m_z / M_s$ эффективного магнитоупругого поля \mathbf{H}_{mel} , было введено внешнее магнитное поле \mathbf{H} , направленное вдоль оси z и создающее ненулевую компоненту m_z , необходимую для возникновения H_z^{mel} . При выбранной величине поля $H_z = 1600$ Э равновесная ориентация намагниченности отклоняется на угол $\psi \approx 9.9^\circ$ от плоскости недеформированной плёнки CoFe_2O_4 (см. Рис. 24). Так как наиболее эффективное возбуждение магнитной динамики ожидается вблизи частоты резонанса ν_{res} [135], сперва мы определили эту частоту с помощью двух разных подходов. Первым служил расчёт на основе аналитической формулы [187] в приближении нулевого затухания, который дал результат $\nu_{\text{res}}(\alpha = 0) = 16$ ГГц. Затем, чтобы точно

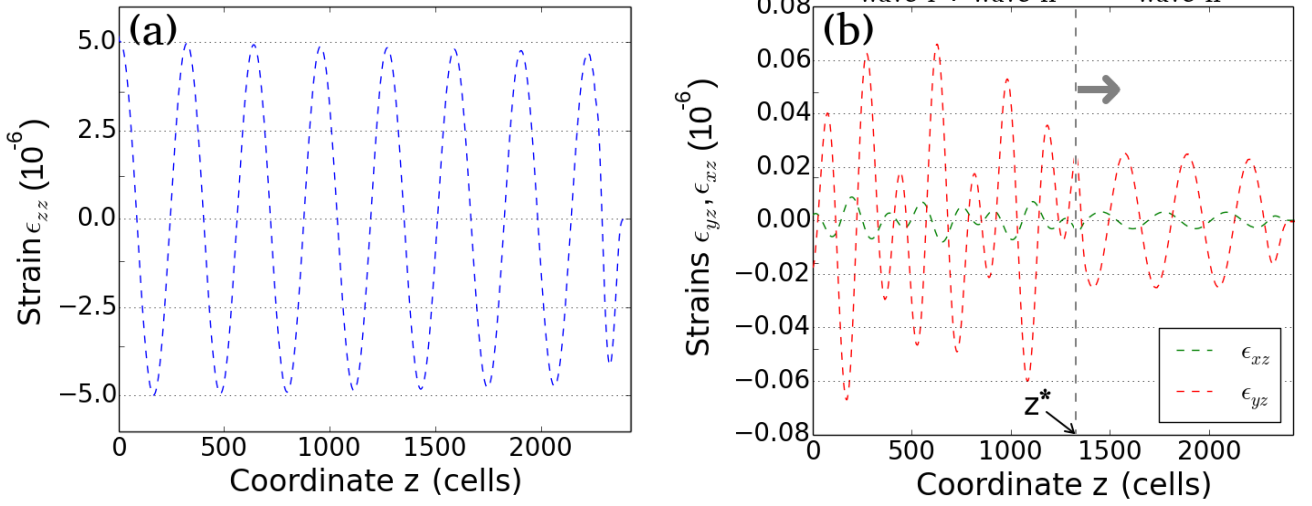


Рисунок 25: Упругие волны, возникающие в кристаллическом CoFe_2O_4 при возбуждении с частотой $\nu = 11$ ГГц. (а) Основная продольная волна, созданная пьезоэлектрическим преобразователем в момент времени $t = 0.69$ нс. (б) Вторичные поперечные волны, возникающие благодаря действию намагниченности на деформации в плёнке ($t = 0.69$ нс). Толщина плёнки равна 4848 нм, а координата z дана в единицах вычислительных ячеек размером 2 нм.

определить ν_{res} реальной плёнки CoFe_2O_4 с $\alpha = 1$, мы провели моделирование отклика намагниченности на периодически меняющееся магнитное поле $\delta H_z \propto \sin 2\pi\nu t$. Наибольшая амплитуда прецессии была зафиксирована при $\nu = \nu_{\text{res}} = 11$ ГГц, что примерно в 1.5 раза меньше резонансной частоты $\nu_{\text{res}}(\alpha = 0)$. Эта разница существенна и показывает, что большой коэффициент затухания Гилберта $\alpha \sim 1$ способен значительно снизить частоту ферромагнитного резонанса системы. Этот эффект обязан своим происхождением структуре уравнения ЛЛГ (16), где параметр затухания возникает в правой части как во множителе $\gamma/(1 + \alpha^2)$, так и во втором члене внутри квадратных скобок. Отметим, что использование моделирования для определения ν_{res} реальной плёнки с $\alpha = 1$ необходимо, так как расчёты по приближённой аналитической формуле, учитывающей затухание Гилберта [188], привели к физически бессмысленным результатам (появление отрицательной величины под корнем, ведущее к мнимой частоте), свидетельствуя о её неприменимости к сильно диссипативным магнитным системам.

После определения резонансной частоты мы сосредоточились на моделировании плёнок CoFe_2O_4 , подвергаемых периодическому смещению на границе $u_z^F(z = 0, t) = u_{\text{max}} \sin 2\pi\nu t$ с частотой ν , варьируемой в широком диапазоне

вокруг $\nu_{\text{res}} = 11$ ГГц, и амплитудой $u_{\text{max}}(\nu)$, соответствующей максимальной деформации $\varepsilon_{zz}^{\text{max}} = 5 \times 10^{-6}$ у поверхности плёнки. Моделирование показало, что смещение $u_z^{\text{F}}(z = 0, t)$ создаёт продольную упругую волну $\varepsilon_{zz}(z, t)$, распространяющуюся в толщине плёнки [Рис. 26(a)]. За счёт магнитоупругого эффективного поля H_z^{mel} , создаваемого упругой волной, намагниченность в CoFe_2O_4 начинает прецессировать вокруг своего равновесного направления. Прецессия намагниченности, в свою очередь, изменяет деформационное состояние CoFe_2O_4 за счёт магнитоупругих членов в уравнении (26). В рассматриваемых плёнках, имеющих бесконечные размеры в плоскости xy , только компоненты тензора деформации ε_{xz} , ε_{yz} и ε_{zz} могут испытывать влияние такой магнитоупругой обратной связи. Что касается сдвиговых деформаций, то прецессия намагниченности ведёт к генерации поперечных волн $\varepsilon_{xz}(z, t)$ и $\varepsilon_{yz}(z, t)$, показанных на Рис. 25(b), где смещения u_x^{F} and u_y^{F} ортогональны волновому вектору \mathbf{k}_T , направленному вдоль оси z . Подобные *вторичные упругие волны* не были обнаружены другими исследователями при микромагнитном моделировании продольной упругой волны, распространяющейся в стержне никеля [167], но их появление было предсказано нами для плёнок $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$, пересекаемых поперечными упругими волнами [157]. Амплитуды вторичных волн $\varepsilon_{xz}(z, t)$ и $\varepsilon_{yz}(z, t)$ меньше примерно в 1000 и 200 раз, чем амплитуда возбуждающей продольной волны, а их профиль проявляет интересную особенность, различаясь в двух областях внутри плёнки, как показано на Рис. 25(b). Фурье-анализ показал, что в приповерхностной области с $z < z^*$ каждая из волн $\varepsilon_{xz}(z, t)$ и $\varepsilon_{yz}(z, t)$ в действительности является суперпозицией двух волн с разной длиной волны. Волна с большей амплитудой (волна I) имеет длину $\lambda_T = c_T/\nu$ поперечной волны, распространяющейся в CoFe_2O_4 со скоростью $c_T = \sqrt{c_{44}^{\text{F}}/\rho_{\text{F}}}$, тогда как волна II с меньшей амплитудой имеет длину $\lambda_L = c_L/\nu$ возбуждающей продольной волны. На расстояниях от поверхности $z > z^*$ распространяется только волна II с длиной λ_L . Моделирование показало, что размер приповерхностной области z^* растёт со временем как $z^* = c_T t$. Это доказывает, что волна I возбуждается прецессией намагниченности на границе $z = 0$. Эта “свободная” волна затем распространяется вглубь плёнки со своей скоростью c_T . Так как c_T меньше чем c_L (≈ 4 км/с против ≈ 7 км/с в кристаллическом CoFe_2O_4), фронт волны I отстаёт от фронта волны II, что приводит к образованию двух областей, видимых на Рис. 25(b). Так как волна II имеет длину λ_L и движется со скоростью

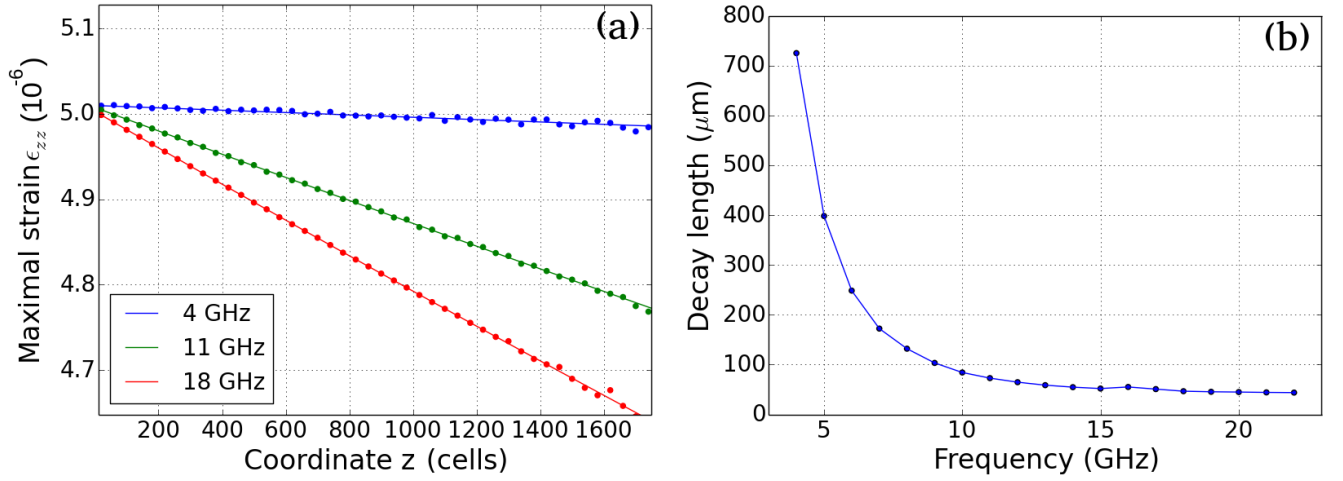


Рисунок 26: Затухание возбуждающей упругой волны в плёнке кристаллического CoFe_2O_4 , вызванное прецессией намагниченности под влиянием деформаций. (а) Снижение амплитуды волны $\epsilon_{zz}^{\text{max}}(z)$ с увеличением расстояния z от поверхности плёнки для трёх разных частот возбуждения. Точки соответствуют результатам моделирования, тогда как линии отражают их аппроксимирование экспоненциальными функциями вида $\epsilon_{zz}^{\text{max}}(z) \propto \exp(-z/L_{\text{dec}})$. (б) Зависимость длины затухания L_{dec} от частоты возбуждения.

c_L , она является вынужденной поперечной волной, возбуждаемой прецессией намагниченности во всей области, охваченной первичной продольной волной.

Обратное влияние динамики намагниченности на деформации $\epsilon_{zz}(z, t)$ в возбуждающей упругой волне ведёт к снижению её амплитуды $\epsilon_{zz}^{\text{max}}(z)$ с ростом расстояния z от поверхности плёнки. Это затухание продольной волны, заметное на Рис. 25(а), возникает из-за передачи энергии в магнитную подсистему, где она рассеивается в силу большого параметра затухания Гилберта. Зависимости $\epsilon_{zz}^{\text{max}}(z)$, полученные из результатов моделирования при разных частотах возбуждения ν , были успешно аппроксимированы экспоненциальными функциями вида $\epsilon_{zz}^{\text{max}}(z) \propto \exp(-z/L_{\text{dec}})$ [Рис. 26(а)]. Длина затухания L_{dec} непрерывно уменьшается с ростом частоты возбуждения, падая от примерно 750 мкм до приблизительно 50 мкм в диапазоне частот, представленном на Рис. 26(б). Стоит подчеркнуть, что обнаруженное падение амплитуды продольной волны имеет чисто магнитное происхождение, так как в уравнении (26) отсутствует собственный диссипативный член. Найденное явление может быть полезным для понимания природы затухания звука в CoFe_2O_4 и в других материалах с сильной магнитоупругой связью и большим магнитным затуханием.

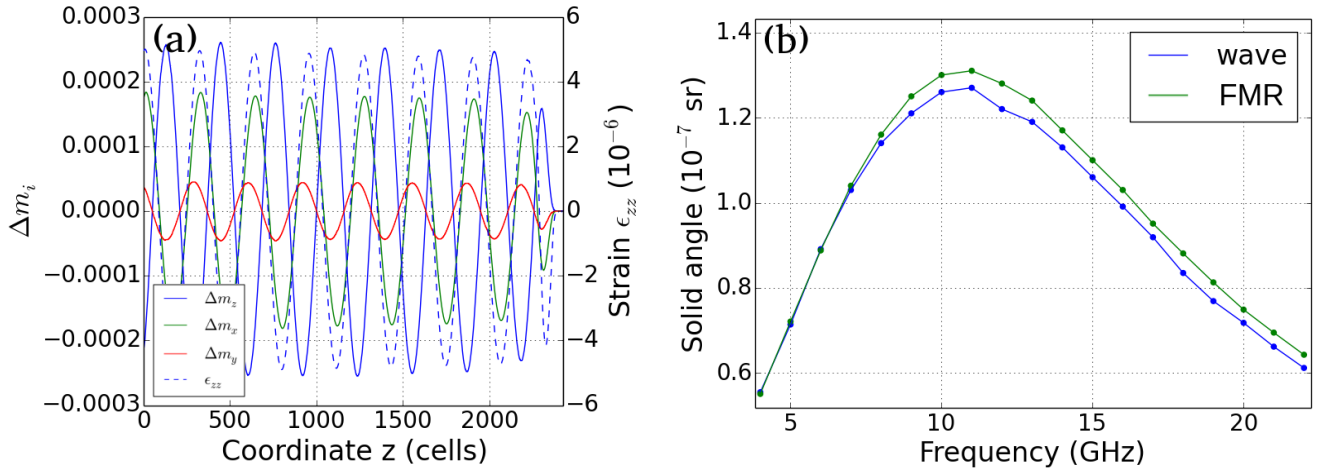


Рисунок 27: Спиновая волна, создаваемая продольной упругой волной, распространяющейся в кристаллической плёнке CoFe_2O_4 . (a) Пространственные распределения вариаций $\Delta m_i(t = 0.69 \text{ нс})$ направляющих косинусов намагниченности при частоте возбуждения $\nu = 11 \text{ ГГц}$ (сплошные линии) в сравнении с вариациями деформации ϵ_{zz} в возбуждающей упругой волне (синяя штриховая линия). (b) Частотная зависимость максимального телесного угла прецессии намагниченности в спиновой волне на расстоянии $z = 2\lambda_L$ от поверхности плёнки в сравнении с аналогичной зависимостью для однородной моды ФМР в переменном магнитном поле δH_z с амплитудой 14 Э .

Микромагнитное моделирование также показало, что динамика намагниченности, вызванная продольной упругой волной, имеет вид спиновой волны, распространяющейся в плёнке CoFe_2O_4 . Рисунок 27(a) показывает, что спиновая волна имеет ту же длину, скорость и почти синусоидальную форму, что и возбуждающая упругая волна. Таким образом, последняя выступает в качестве носителя спиновой волны, которая иначе быстро бы затухла в CoFe_2O_4 в силу его большого параметра затухания Гилберта. Важно отметить, что длина затухания спиновой волны $L_{\text{dec}}(\nu)$ также следует кривой на Рис. 26(b), составляя 73 мкм на частоте $\nu = 11 \text{ ГГц}$ (вместо $L_{\text{dec}} \approx 11 \text{ нм}$ в случае спиновой волны, распространяющейся в CoFe_2O_4 свободно, без упругой волны). Разумеется, связанную пару упругой и спиновой волны можно также считать единой магнитоупругой волной. Однако, обе волны подчиняются упругому дисперсионному соотношению $k_L = 2\pi\nu/c_L$ без сколько-либо заметных отклонений на всех рассматриваемых частотах. Такое отсутствие гибридизации, причиной которого, скорее всего, является высокое магнитное затухание в CoFe_2O_4 , побудило нас отказаться от использования термина “магнитоупругая волна” в данной главе.

Чтобы оценить эффективность генерации спиновых волн при разных частотах возбуждения, мы определили максимальный телесный угол Ω прецессии намагниченности на характерном расстоянии $z = 2\lambda_L$ от поверхности плёнки. На Рис. 27(b) показано сравнение полученной зависимости $\Omega(\nu)$ с аналогичной зависимостью для когерентной прецессии под действием однородного переменного магнитного поля в недеформированной плёнке CoFe_2O_4 . Видно, что амплитуда спиновой волны достигает своего максимального значения при частоте, соответствующей частоте резонанса $\nu_{\text{res}} = 11$ ГГц однородной прецессии. На этой частоте телесный угол Ω составляет 1.3×10^{-7} ср при малой входной деформации $\varepsilon_{zz}^{\text{max}} = 5 \times 10^{-6}$, использованной при моделировании, что говорит о значительной эффективности акустически-индуцированной генерации спиновых волн. Таким образом, кристаллический CoFe_2O_4 можно считать перспективным материалом для акустической спинтроники, несмотря на его значительное магнитное затухание.

4.2.2 Аморфные плёнки

Аналогичное магнитоупругое моделирование было проведено и для аморфных плёнок CoFe_2O_4 . Из-за достаточно сильной одноосной анизотропии, превалирующей над эффектами размагничивания, в этих плёнках равновесное направление намагниченности перпендикулярно плоскости плёнки. При такой ориентации эффективное магнитоупругое поле \mathbf{H}_{mel} , создаваемое продольной упругой волной, не вызывает никакого вращательного момента, действующего на намагниченность \mathbf{M} ($H_x^{\text{mel}} = H_y^{\text{mel}} = 0$). По этой причине было введено небольшое магнитное поле величиной 100 Э вдоль оси y , отклоняющее намагниченность \mathbf{M} от перпендикулярного к плёнке направления на угол примерно 19° . Так как намагниченность насыщения аморфной плёнки $M_s = 96$ эрг Гс $^{-1}$ см $^{-3}$ весьма мала [174], а константа одноосной анизотропии $K_u = 7.28 \times 10^4$ эрг см $^{-3}$ гораздо меньше, чем константа кубической анизотропии $K_1 = 9 \times 10^5$ эрг см $^{-3}$ кристаллического CoFe_2O_4 , резонансная частота ν_{res} существенно падает, составляя 0.5 ГГц при $H_y = 100$ Э. При такой частоте возбуждения длина

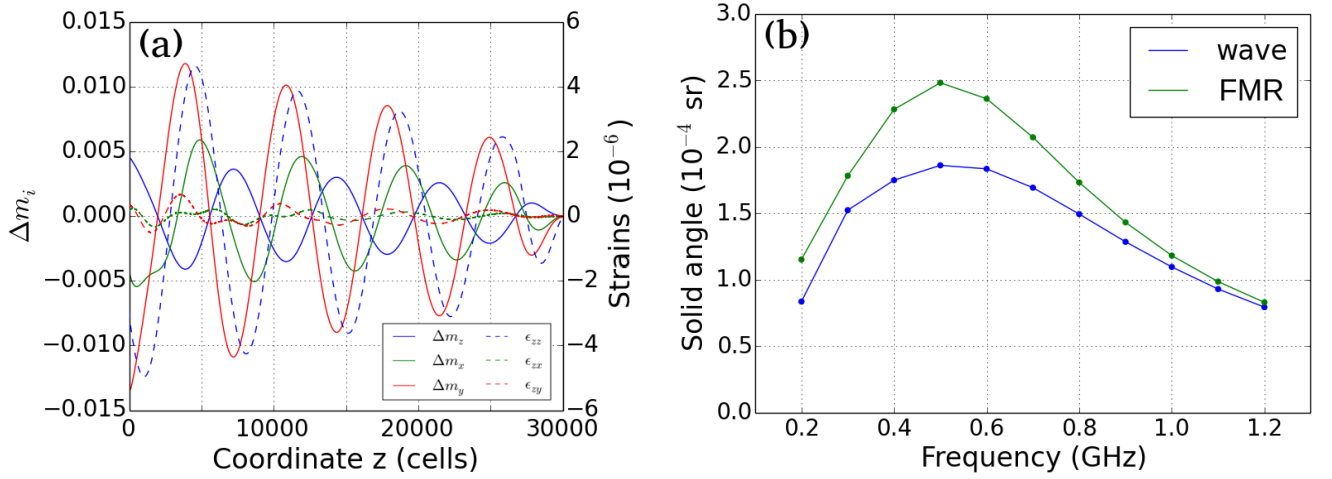


Рисунок 28: Спиновая волна и упругие волны, возникающие в аморфной плёнке CoFe_2O_4 . (a) Пространственные распределения вариаций Δm_i ($t = 8.3$ нс) направляющих косинусов намагниченности при частоте возбуждения $\nu = 0.5$ ГГц (сплошные линии), а также деформации ϵ_{zz} , ϵ_{xx} and ϵ_{yy} в возбуждающей продольной волне и во вторичных поперечных волнах (штриховые линии). (b) Частотная зависимость максимального телесного угла прецессии намагниченности в спиновой волне на расстоянии $z = 2\lambda_L$ от поверхности плёнки в сравнении с аналогичной характеристикой, полученной для однородной прецессии (ФМР) под действием переменного магнитного поля δH_z с амплитудой 4.5 Э .

λ_L продольной волны становится очень велика ($\lambda_L = 14.5 \text{ мкм}$), что потребовало увеличения толщины плёнки до $t_F = 60 \text{ мкм}$, позволяющей охватить несколько длин волн λ_L .

На Рис. 28 показаны результаты, полученные для того же значения входных деформаций $\epsilon_{zz}^{\max} = 5 \times 10^{-6}$, которое использовалось при моделировании плёнок кристаллического CoFe_2O_4 . Можно видеть, что магнитоупругая динамика в аморфной плёнке качественно схожа с динамикой в кристаллической плёнке, но сильно отличается количественно. Как и в кристаллическом феррите кобальта, амплитуда упругой волны достигает своего максимума при частоте ν_{res} , которая для аморфной плёнки равна 0.5 ГГц [Рис. 28(b)]. Максимальный телесный угол прецессии намагниченности Ω здесь на три порядка больше, чем в случае кристаллической плёнки ($\sim 10^{-4} \text{ ср}$ против $\sim 10^{-7} \text{ ср}$). Такое существенное увеличение амплитуды можно объяснить комбинацией двух факторов. Во-первых, эффективное магнитоупругое поле $H_z^{\text{mel}} = -2B_1\epsilon_{zz}m_z/M_s$, действующее на намагниченность, значительно сильнее в аморфной плёнке, потому

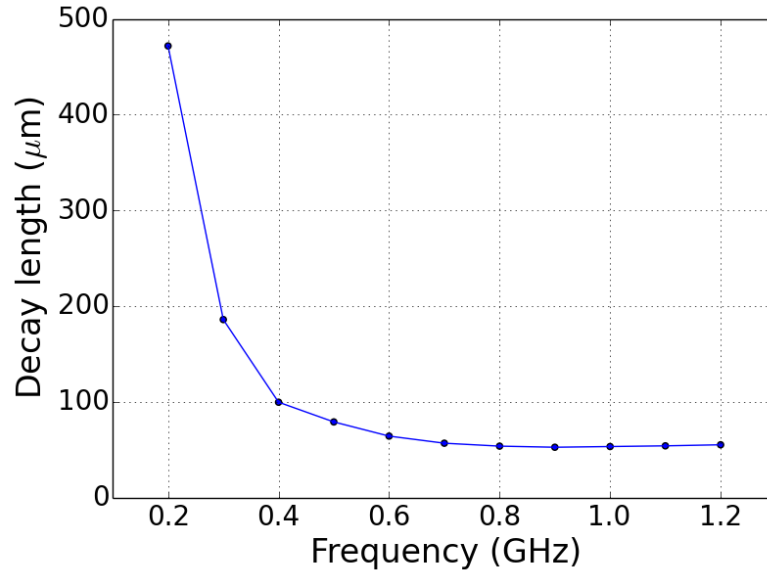


Рисунок 29: Длина затухания возбуждающей упругой волны в аморфной плёнке CoFe_2O_4 в зависимости от частоты возбуждения. Длина затухания спиновой волны, возникшей под действием упругой волны, следует той же кривой.

что направляющий косинус намагниченности m_z здесь имеет бóльшую величину по сравнению с кристаллической плёнкой (0.947 против 0.172), тогда как отношение B_1/M_s в двух случаях практически одинаково. Во-вторых, вклады в эффективное поле \mathbf{H}_{eff} , препятствующие развитию большеугловой прецессии, меньше в случае аморфной плёнки в силу слабого приложенного магнитного поля \mathbf{H} ($H_y = 100$ Э против $H_z = 1600$ Э) и меньшей магнитокристаллической анизотропии ($K_u \ll K_1$).

Гораздо бóльшая амплитуда прецессии намагниченности в аморфной плёнке ведёт к возникновению вторичных упругих волн с большей амплитудой, демонстрируемой Рис. 28(а). В отличие от кристаллической плёнки, где эти волны были на два-три порядка слабее возбуждающей продольной волны, в аморфной плёнке деформации $\epsilon_{zy}^{\text{max}}$ и $\epsilon_{zx}^{\text{max}}$, возникающие при $\nu = 0.5$ ГГц, меньше, чем $\epsilon_{zz}^{\text{max}}$, только в 14 и 21 раз соответственно. Прецессия намагниченности также вызывает заметное затухание продольной упругой волны, которое можно охарактеризовать длиной затухания $L_{\text{dec}}(\nu)$, зависящей от частоты, как показано на Рис. 29. Отметим, что $L_{\text{dec}}(\nu = 0.5 \text{ ГГц}) \approx 79$ мкм сравнима с длиной затухания $L_{\text{dec}}(\nu = 11 \text{ GHz}) \approx 73$ мкм, характеризующей распространение продольной волны в плёнке кристаллического CoFe_2O_4 . Чтобы объяснить этот неочевидный результат, вспомним сначала, что скорость диссипации энергии в магнитной системе определяется членом $\alpha \mathbf{m} \times d\mathbf{m}/dt$

в уравнении ЛЛГ. Соответственно, эта скорость зависит от амплитуды и частоты прецессии намагниченности в переносимой спиновой волне. Более того, прецессия намагниченности влияет на деформации ε_{zz} в продольной упругой волне через член $B_1 \partial(m_z^2)/\partial z$ в уравнении (26), что демонстрирует зависимость магнитного затухания упругой волны от её длины λ_L и от начального значения направляющего косинуса намагниченности m_z . Так как амплитуда прецессии δm_z в направлении, перпендикулярном плоскости плёнки, и начальный направляющий косинус m_z гораздо больше в аморфном CoFe_2O_4 , можно ожидать, что длина затухания L_{dec} будет гораздо больше в такой плёнке. Однако, при сравнении затухания в условиях резонанса, эта разница нивелируется меньшей в 23 раза длиной упругой волны λ_L в кристаллическом CoFe_2O_4 и бóльшим значением магнитоупругой постоянной B_1 в нём (5.9×10^8 эрг см^{-3} против 1.32×10^8 эрг см^{-3} в аморфной плёнке).

Полезно также оценить величину передачи энергии из возбуждающей упругой волны в магнитную подсистему. В стационарном режиме амплитуда индуцированной деформациями прецессии намагниченности выходит на постоянный уровень, так что потери энергии, связанные с затуханием Гилберта, полностью компенсируют приток энергии из упругой волны. Скорость диссипации энергии dF/dt в магнитной подсистеме может быть рассчитана на основе известного выражения $dF/dt = dF/d\mathbf{m} \cdot d\mathbf{m}/dt = -M_s \mathbf{H}_{\text{eff}} \cdot d\mathbf{m}/dt$. Используя уравнение (16), чтобы выразить $d\mathbf{m}/dt$, после некоторых преобразований находим

$$\frac{dF}{dt} = -\frac{\alpha\gamma}{1 + \alpha^2} M_s (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})^2. \quad (29)$$

Так как зависимости $\mathbf{m}(t)$ и $\mathbf{H}_{\text{eff}}(t)$ известны из микромагнитного моделирования, эта формула позволяет рассчитать скорость диссипации dF/dt , являющуюся количественной характеристикой энергии, переданной из упругой волны в стационарном режиме. Вычисления показали, что на характерном расстоянии $z = 2$ мкм от поверхности скорость передачи энергии, усреднённая за один период прецессии намагниченности, составляет 5.64×10^9 эрг $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$ в кристаллической плёнке CoFe_2O_4 и 4.65×10^9 эрг $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$ в аморфной. Близость этих значений находится в согласии с близостью значений длин затухания L_{dec} в этих материалах, описанной выше. Отметим, что длины затухания вторичных упругих волн в области $z > z^*$ схожи по своим значениям с длиной затухания

возбуждающей упругой волны как в кристаллической, так и в аморфной плёнке (на частоте резонанса ν_{res}). Это подтверждает наш вывод о том, что волна II является вынужденной поперечной волной, возбуждаемой всюду, где есть продольная упругая волна.

Подводя итог результатам моделирования возбуждения спиновых волн в CoFe_2O_4 продольными упругими волнами, можно заключить, что такой способ будет эффективен как для кристаллических, так и для аморфных плёнок CoFe_2O_4 , несмотря на очень большой параметр затухания Гилберта, присущий этому ферримагнетику. Используя телесный угол Ω_r прецессии намагниченности при частоте ФМР в качестве характеристической величины, сравним CoFe_2O_4 с традиционными материалами, используемыми для акустической генерации спиновых волн, а именно, с железо-иттриевым гранатом (ЖИГ) и с галфенолом ($\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$). Из уравнений (28) и (21) следует, что амплитуда спиновой волны будет больше в магнитоупругом материале с большим отношением B_1/M_s и малыми факторами анизотропии K_1/M_s и K_u/M_s . В этом отношении CoFe_2O_4 имеет значительное преимущество, так как он обладает очень большим отношением $B_1/M_s \approx 1.4 \times 10^6$ Э, существенно превышающим таковые для галфенола (-6.81×10^4 Э) и ЖИГ (2.49×10^4 Э). Однако, факторы анизотропии у кристаллического ($K_1/M_s \approx 2120$ Э) и аморфного ($K_u/M_s \approx 760$ Э) CoFe_2O_4 больше, чем у галфенола ($K_1/M_s \approx 130$ Э) [157] и ЖИГ ($K_1/M_s \approx 43$ Э) [3]. Для прояснения ситуации мы провели дополнительное магнитоупругое моделирование, чтобы определить Ω_r для плёнок $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ и ЖИГ, используя доступные в литературе параметры этих материалов [3; 189; 190]. Было обнаружено, что при магнитном поле $H_z = 1600$ Э, введённом при моделировании кристаллической плёнки CoFe_2O_4 , Ω_r составляет около 0.8×10^{-8} ср в $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ и около 3.5×10^{-6} ср в ЖИГ. Следовательно, можно ожидать, что кристаллический CoFe_2O_4 ($\Omega_r \approx 1.3 \times 10^{-7}$ ср) будет эффективнее галфенола для акустического возбуждения спиновых волн, но малый фактор анизотропии K_1/M_s и крайне малое затухание Гилберта $\alpha = 8 \times 10^{-5}$ [190] в ЖИГ делают его непревзойдённым при резонансном возбуждении. Однако, ширина резонансной линии в этом материале очень узка, что требует тонкой подстройки и высокой стабильности частоты возбуждения для использования этого преимущества в практических приложениях. CoFe_2O_4 же, напротив, имеет очень большую ширину резонанса, что позволяет эффективно возбуждать прецессию намагниченности в весьма широком диапазоне частот. Это преимущество может быть использовано для

создания надёжных устройств акустической спинтроники, таких как спиновые инжекторы в нормальные металлы и полупроводники.

4.3 Генерация спинового и электрического тока в двойных слоях $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pt}$

Установив, что продольные упругие волны могут эффективно возбуждать спиновые волны как в кристаллических, так и в аморфных плёнках CoFe_2O_4 , мы перешли к исследованию двойных слоёв $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pt}$. Было проведено моделирование акустически вызванной динамики намагниченности в слое CoFe_2O_4 и выполнены расчёты спинового и электрического тока, возникающих в слое Pt вследствие прецессии намагниченности на интерфейсе $\text{CoFe}_2\text{O}_4|\text{Pt}$. Моделирование магнитоупругих явлений, возникающих в двойных слоях, было произведено в соответствии с подходом, описанным в разделе 4.1, для частот возбуждения 11 и 0.5 ГГц, обеспечивающих максимальную амплитуду спиновых волн в плёнках кристаллического и аморфного CoFe_2O_4 соответственно. Толщины слоёв CoFe_2O_4 были выбраны равными одной длине возбуждающей упругой волны λ , составляя $t_F = 634$ нм для кристаллического слоя и $t_F = 14540$ нм для аморфного, так как предварительные расчёты показали, что такой выбор толщины обеспечивает максимальную амплитуду прецессии намагниченности на интерфейсе $\text{CoFe}_2\text{O}_4|\text{Pt}$. Это согласуется и с решением аналитической задачи о распределении деформаций в структуре, состоящей из двух упругих слоёв, один из которых подвергается периодическому механическому возбуждению. Полученные выражения показывают, что амплитуда деформаций на границе между слоями достигает максимума при толщинах возбуждаемого слоя, равных $n\lambda/2$ или $\lambda/4 + n\lambda/2$ в зависимости от материальных параметров слоёв, где n - натуральное число. Для параметров, соответствующих двойному слою $\text{CoFe}_2\text{O}_4|\text{Pt}$, реализуется ситуация, когда деформации (а, следовательно, и амплитуда прецессии намагниченности) максимальны при $t_F = n\lambda/2$, подтверждая указанный выбор $t_F = \lambda$. Отражения первичной и вторичных упругих волн от интерфейса были также учтены при моделировании, однако оказалось, что они весьма малы для обоих типов плёнок (коэффициент прохождения возбуждающей волны по энергии составил около 0.84 и 0.85 для кристаллического и аморфного CoFe_2O_4).

В то же время отражения упругих волн от свободной границы слоя Pt не были учтены в задаче, поскольку отражённые волны сильно усложнили бы характер динамики намагниченности. При толщине слоя Pt $t_N = 4$ мкм время τ_L , необходимое, чтобы продольная волна пересекла двойной слой CoFe₂O₄/Pt и вернулась обратно к границе CoFe₂O₄|Pt, составило 2.1 нс для кристаллической плёнки и 4 нс для аморфной. Чтобы избавиться от отражённой волны на временах $t > \tau_L$, мы приписали слою Pt искусственное затухание, которое исключило распространение упругих волн в этом слое на большие расстояния. Технически это было реализовано путём добавления члена $\beta \partial u_i^N / \partial t$ с $\beta \cong 4.3 \times 10^{11}$ г см⁻³ с⁻¹ в уравнение теории упругости (26). Проверка этого подхода была осуществлена путём сравнения результатов моделирования двойных слоёв CoFe₂O₄/Pt с упругим затуханием в слое Pt и без него. Обнаружено, что на временах $t < \tau_L$ оба варианта моделирования предсказывают примерно одинаковую магнитную и упругую динамику в слое феррита кобальта.

Как и в случае толстых плёнок, продольная волна, распространяющаяся в слое CoFe₂O₄, первоначально создаёт спиновую волну с той же частотой и длиной. Образовавшаяся магнитоупругая волна отражается от интерфейса CoFe₂O₄|Pt и интерферирует с входящей волной, непрерывно генерируемой пьезоэлектрическим преобразователем. После нескольких отражений магнитоупругая динамика в слое CoFe₂O₄ приобретает довольно сложный характер. Тем не менее, после переходного процесса, длящегося 1 нс в кристаллическом слое и 15 нс в аморфном, на интерфейсе CoFe₂O₄|Pt устанавливается стационарный режим прецессии намагниченности [панели (а) и (b) Рис. 30]. Следует отметить, что временные зависимости направляющих косинусов намагниченности m_i почти синусоидальны в кристаллическом слое при выбранных максимальных деформациях $\epsilon_{zz}^{\max} = 5 \times 10^{-4}$ в возбуждающей волне. Напротив, в аморфном слое эти зависимости имеют явный несинусоидальный характер, несмотря на меньшую величину деформаций $\epsilon_{zz}^{\max} = 5 \times 10^{-5}$, введённую с целью избежать нежелательного переключения намагниченности. Эта особенность объясняется гораздо большим телесным углом Ω прецессии намагниченности в аморфном слое CoFe₂O₄, не имеющем сильной магнитной анизотропии и находящемся в слабом внешнем магнитном поле.

Прецессия намагниченности на интерфейсе CoFe₂O₄|Pt должна вести к спиновой накачке в слой Pt, потому что она выступает в роли насоса, который

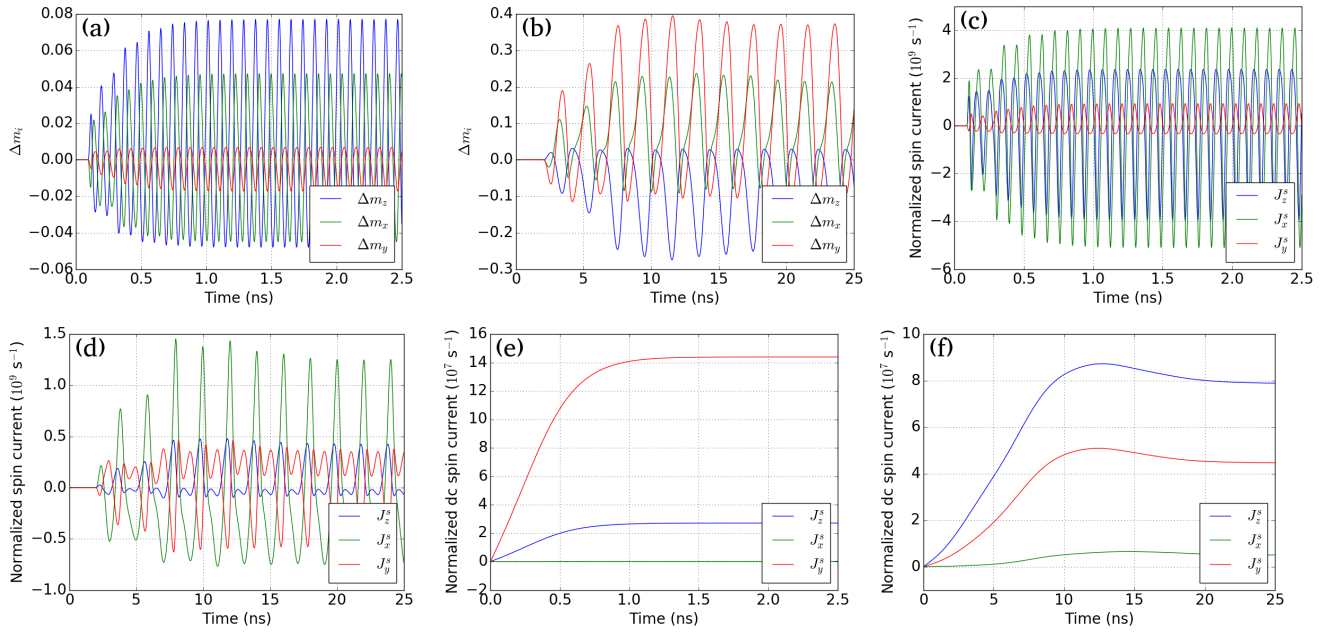


Рисунок 30: Динамика намагниченности и спиновая накачка на интерфейсе $\text{CoFe}_2\text{O}_4|\text{Pt}$. Панели (a) и (b) изображают изменения $\Delta m_i(t)$ направляющих косинусов намагниченности кристаллического ($\nu = 11$ ГГц) и аморфного ($\nu = 0.5$ ГГц) слоёв CoFe_2O_4 соответственно. На панелях (c) и (d) представлены временные зависимости спинового тока, накачиваемого в слой Pt кристаллическим и аморфным слоями CoFe_2O_4 . На панелях (e) и (f) показаны постоянные компоненты спинового тока для двойных слоёв, включающих в себя кристаллический и аморфный CoFe_2O_4 соответственно. Проекции плотности спинового тока J_i^s вблизи интерфейса нормированы на величину $\hbar/(4\pi)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r]$.

передаёт угловой момент от ферромагнетика электронам нормального металла, отражающимся от интерфейса [151]. Плотность тока спиновой накачки \mathbf{J}_s на интерфейсе может быть рассчитана с помощью формулы (24), поскольку вещественная часть проводимости спинового смешивания при отражении $g_{\uparrow\downarrow}^r$ превалирует над мнимой частью, а проводимость при прохождении $g_{\uparrow\downarrow}^t$ отсутствует в случае контактов изолятор-металл [191]. Произведение $\mathbf{m} \times d\mathbf{m}/dt$, входящее в уравнение (24), было рассчитано с использованием зависимости $\mathbf{m}(z = t_F, t)$, полученной в результате микромагнитного моделирования с учётом обратного влияния спиновой накачки на динамику намагниченности через добавку к коэффициенту затухания Гилберта [66; 192] в приповерхностном слое вычислительных ячеек CoFe_2O_4 . Это позволило вычислить плотность спинового тока \mathbf{J}_s , нормированную на $\hbar/(4\pi)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r]$. На панелях (c) и (d) Рис. 30 видно, что амплитуды осцилляций всех трёх проекций \mathbf{J}_s на координатные оси

больше в случае слоя платины, контактирующего с кристаллическим CoFe_2O_4 . Впрочем, осцилляции этих проекций (J_i^s) в двойном слое, включающем в себя аморфную плёнку CoFe_2O_4 , имеют тот же порядок величины. Это объясняется тем, что относительно небольшая частота прецессии намагниченности в аморфном слое, снижающая величину производной $d\mathbf{m}/dt$ в уравнении (24), в значительной степени компенсируется гораздо большей амплитудой прецессии. Удалив высокочастотные колебания \mathbf{J}_s с помощью алгоритма Савицкого-Голэя, мы вычислили неосциллирующую компоненту $\langle \mathbf{J}_s \rangle$ спинового тока. Как видно из панелей (e) и (f) Рис. 30, $\langle \mathbf{J}_s \rangle$ быстро нарастает во время короткого переходного процесса, а затем остаётся неизменной, что позволило нам считать эту компоненту постоянной. Постоянный спиновый ток имеет только две значительные проекции на координатные оси, $\langle J_y^s \rangle$ и $\langle J_z^s \rangle$, величина которых сильно отличается в слоях Pt, контактирующих с кристаллическим и аморфным CoFe_2O_4 . Так как в стационарном режиме $\langle \mathbf{J}_s \rangle$ в конце концов принимает постоянное значение, гетероструктура $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pt}$ может быть использована в качестве акустического инжектора как переменного, так и постоянного спинового тока.

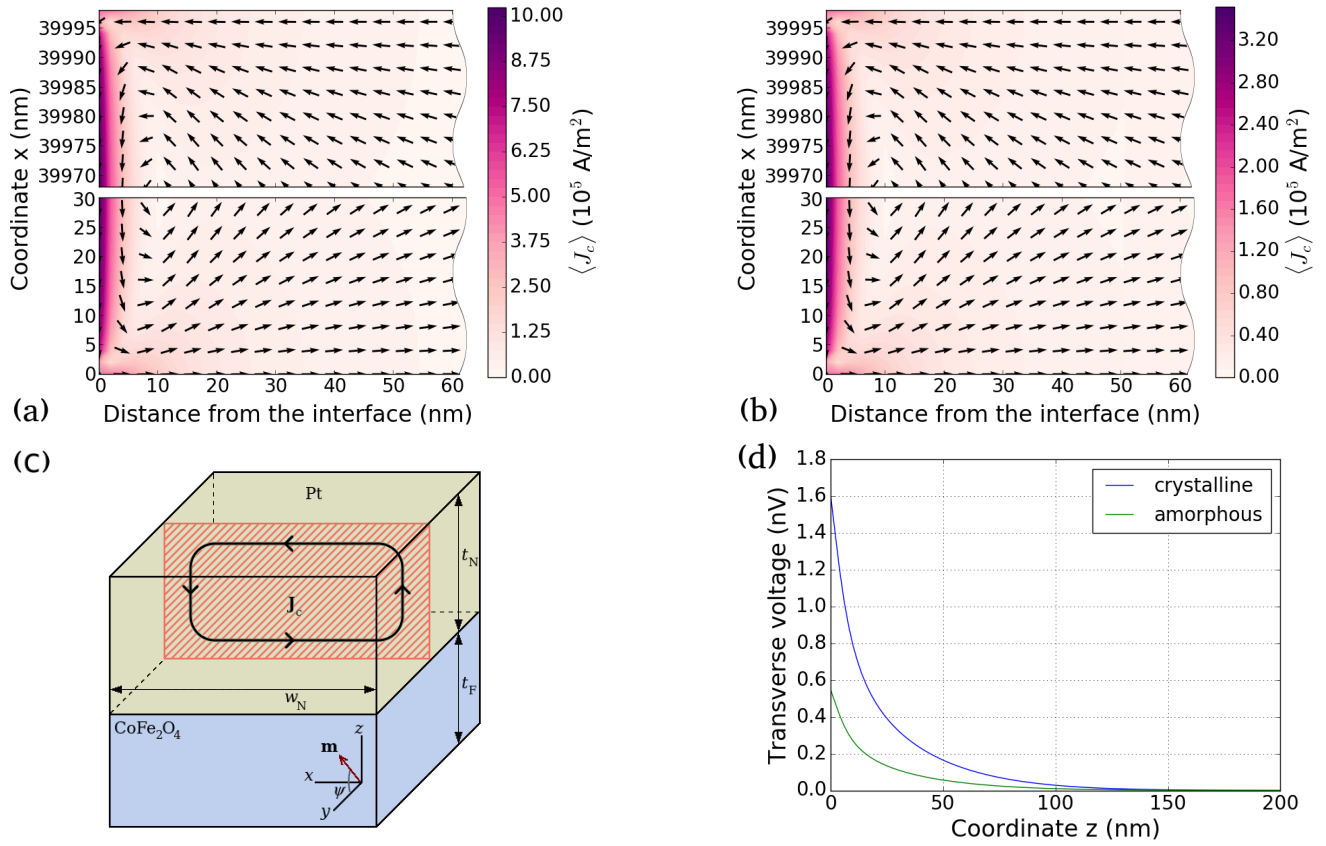


Рисунок 31: Двумерные карты, показывающие распределения плотности постоянного электрического тока, установившегося в толстых слоях Pt, контактирующих с кристаллическим (а) и аморфным (б) слоем CoFe_2O_4 . Величина плотности электрического тока показана цветом, а направление стрелками. Карты соответствуют области толщиной 60 нм в слое Pt рядом с интерфейсом с CoFe_2O_4 и расположены в плоскости zx , как показано на панели (с). Панель (d) иллюстрирует зависимость поперечного постоянного напряжения между боковыми стенками слоя Pt от расстояния от интерфейса с кристаллическим/аморфным слоем CoFe_2O_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.

С учётом спиновой релаксации и диффузии в Pt [193], а также обратного потока спина в ферромагнетик [152], плотность спинового тока $\langle \mathbf{J}'_s \rangle$ внутри нормального металла зависит от расстояния $z - t_F$ от интерфейса $\text{CoFe}_2\text{O}_4|\text{Pt}$ по закону (27):

$$\langle \mathbf{J}'_s(z) \rangle = \langle \mathbf{J}_s \rangle \frac{\sinh\left(\frac{t_F + t_N - z}{\lambda_{sd}}\right)}{\sinh\left(\frac{t_N}{\lambda_{sd}}\right) \left[1 + \frac{\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r]kT\lambda_{sd}}{\pi\hbar nD}\right]},$$

где $\lambda_{sd} = 3.4$ нм – длина спиновой диффузии в Pt [194], а $nD = 1.5 \times 10^{24}$ м⁻¹ с⁻¹ [159]. Неоднородный постоянный спиновый ток порождает постоянный электрический ток в силу обратного спинового эффекта Холла (ISHE). Плотность $\langle \mathbf{J}_c^{\text{ISHE}} \rangle$ соответствующего электрического тока может быть найдена по формуле [193]

$$\langle \mathbf{J}_c^{\text{ISHE}} \rangle = \alpha_{\text{SH}} \frac{2e}{\hbar} \mathbf{e}_s \times \langle \mathbf{J}'_s \rangle, \quad (30)$$

где $\alpha_{\text{SH}} = 0.056$ - спиновый угол Холла в Pt [194], а \mathbf{e}_s - единичный вектор в направлении спинового тока, который в нашем случае параллелен оси z . Так как \mathbf{e}_s ортогонален плоскости интерфейса $\text{CoFe}_2\text{O}_4|\text{Pt}$, электрический ток $\langle \mathbf{J}_c \rangle$ должен течь вдоль границы контакта слоёв. Так как граничные условия соответствуют разомкнутой цепи, такой ток должен приводить к накоплению заряда на поперечных границах слоя Pt, которое, в свою очередь, будет создавать в Pt электрическое поле $\langle \mathbf{E} \rangle$. Таким образом, полный электрический ток $\langle \mathbf{J}_c \rangle$ будет являться суммой вклада, заданного уравнением (30), и дрейфового вклада $\langle \mathbf{J}_c^{\text{drift}} \rangle = \sigma_N \langle \mathbf{E} \rangle$, зависящего от электрической проводимости σ_N of Pt.

Важно также рассчитать электрический ток $\langle \mathbf{J}_c \rangle$ и пространственное распределение усреднённого по времени потенциала $\langle \varphi \rangle$ в слое Pt, так как разность потенциалов между границами нормального металла может быть использована для экспериментальной регистрации спиновой накачки [95]. В силу того, что проекция $\langle \mathbf{J}'_s \rangle$ на ось z не создаёт электрического тока $\langle \mathbf{J}_c^{\text{ISHE}} \rangle$, а проекция $\langle J'_x \rangle$ равна нулю или очень мала [Рис. 30 (e) и (f)], электрический ток $\langle \mathbf{J}_c^{\text{ISHE}} \rangle$ определяется плотностью $\langle J'_y \rangle$ и направлен вдоль оси x . Следовательно, достаточно вычислить двумерные распределения $\langle \mathbf{J}_c \rangle$ и $\langle \varphi \rangle$ в плоскости xz . Для этого было решено уравнение Лапласа для электрического потенциала с соответствующими граничными условиями: $\partial\langle\varphi\rangle/\partial z = 0$ (при $z = t_F$ и $z = t_F + t_N$); $\sigma_N \partial\langle\varphi\rangle/\partial x = \langle J_x^{\text{ISHE}} \rangle$ (при $x = 0$ и $x = w_N$, где w_N - ширина слоя Pt). Эти

граничные условия следуют из того, что проекция полного электрического тока $\langle \mathbf{J}_c \rangle = \langle \mathbf{J}_c^{\text{ISHE}} \rangle + \langle \mathbf{J}_c^{\text{drift}} \rangle$ на нормаль к поверхности Pt должна обращаться в нуль на этой поверхности. При вычислениях $\langle \varphi \rangle$ мы положили ширину w_N равной 40 мкм и использовали значение проводимости спинового смешивания $\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r] = 0.62 \times 10^{19} \text{ м}^{-2}$, найденное экспериментально для интерфейса $\text{CoFe}_2\text{O}_4|\text{Pt}$ [195], и значение электрической проводимости Pt $\sigma_N = 9.35 \times 10^6 \text{ См м}$ [159]. Полученное распределение потенциала $\langle \varphi \rangle(x, z)$ позволило нам вычислить дрейфовый ток $\langle \mathbf{J}_c^{\text{drift}} \rangle = -\sigma_N \nabla \langle \varphi \rangle$ и полный постоянный ток $\langle \mathbf{J}_c \rangle$ в слое Pt. Карты, представленные на Рис. 31 (а) и (b), показывают, что распределение $\langle \mathbf{J}_c \rangle$ имеет вихревую структуру, напоминающую динамику потока жидкости, приведённой в движение на интерфейсе. Величина плотности тока $\langle J_c \rangle$ принимает наибольшее значение на границе $\text{CoFe}_2\text{O}_4|\text{Pt}$, составляя 10×10^5 и $3.2 \times 10^5 \text{ А м}^{-2}$ в случае кристаллического и аморфного CoFe_2O_4 соответственно, а затем быстро падает по мере продвижения вглубь нормального металла. Соответствующее поперечное постоянное напряжение $\langle \Delta V \rangle = \langle \varphi \rangle(x = w_N, z) - \langle \varphi \rangle(x = 0, z)$ между границами слоя Pt показано на Рис. 31(d) как функция расстояния от интерфейса $z - t_F$. Заметим, что $\langle \Delta V \rangle$ имеет значение около 1.5 нВ в случае кристаллического CoFe_2O_4 , что может быть измерено экспериментально и, при необходимости, увеличено путём использования акустических волн с большими амплитудами деформаций $\varepsilon_{zz}^{\text{max}}$ для возбуждения прецессии намагниченности. В случае аморфного CoFe_2O_4 $\langle \Delta V \rangle$ составляет примерно 0.5 нВ при выбранной амплитуде деформаций $\varepsilon_{zz}^{\text{max}} = 5 \times 10^{-5}$, которая не может быть существенно повышена из-за возникновения переключения намагниченности. В то же время амплитуда переменного спинового тока, генерируемого как кристаллическим, так и аморфным слоем CoFe_2O_4 , гораздо больше, чем амплитуда постоянной компоненты [Рис. 30], что должно приводить к большим амплитудам поперечного переменного напряжения. Так как резонансная частота слоя аморфного CoFe_2O_4 гораздо ниже, чем кристаллического, такие слои также могут быть перспективны в приложениях, в частности, для создания спиновых инжекторов на акустических волнах, работающих в субгигагерцовом диапазоне. Спиновый ток, создаваемый в слое Pt динамически деформируемым слоем CoFe_2O_4 , может быть использован в устройствах спинтроники для передачи спиновых сигналов через металлические слои. Так как переменный спиновый ток создаёт переменный электрический ток в силу обратного спинового эффекта Холла, спиновая

накачка в Pt также может быть использована для генерации электромагнитных полей высокой частоты.

4.4 Заключение

В этой главе мы провели численное исследование связанной упругой и спиновой динамики, вызванной продольными акустическими волнами в кристаллических и аморфных плёнках CoFe_2O_4 и в двойных слоях $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pt}$. Было обнаружено, что монохроматическая упругая волна, генерируемая пьезоэлектрическим преобразователем, селективно возбуждает спиновую волну с той же частотой и длиной волны. Эффективность такого возбуждения максимальна, когда частота ν упругой волны совпадает с резонансной частотой недеформированной плёнки CoFe_2O_4 ν_{res} , однако, возбуждение сохраняет эффективность и в широком диапазоне частот вокруг ν_{res} . Вследствие магнитоупругой связи между спинами и деформациями решётки возбуждающая упругая волна служит носителем спиновой волны и наделяет последнюю своим дисперсионным соотношением на всех изученных частотах возбуждения. Важно, что полученная магнитоупругая волна распространяется в CoFe_2O_4 на весьма большие расстояния, несмотря на его большой параметр затухания Гилберта.

Микромагнитное моделирование также продемонстрировало возникновение вторичных упругих волн, вызванное обратным влиянием неоднородной прецессии намагниченности на деформационное состояние CoFe_2O_4 . Эти поперечные волны, ранее не предсказанные в работе по моделированию продольной волны в стержне Ni [167], имеют меньшие амплитуды, чем возбуждающая упругая волна, и необычный профиль. Магнитоупругая обратная связь также лежит в основе заметного затухания, обнаруженного у возбуждающей упругой волны, распространяющейся в CoFe_2O_4 . Для практических приложений важно, что длина затухания $L_{\text{dec}}(\nu)$, характеризующая этот процесс магнитной природы, довольно велика и составляет около 70 мкм при $\nu = \nu_{\text{res}}$. Следует отметить, что передача энергии из акустической волны в магнитную подсистему CoFe_2O_4 может быть обнаружена экспериментально. Для этого достаточно сравнить

затухание высокочастотной акустической продольной волны при разных ориентациях намагниченности \mathbf{M} в CoFe_2O_4 относительно волнового вектора волны \mathbf{k}_L . Если \mathbf{k}_L ортогонален поверхностям плёнки CoFe_2O_4 , намагниченной в плоскости, затухание магнитной природы появится только при наличии внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости плёнки, которое создаст ненулевую проекцию намагниченности \mathbf{M} на \mathbf{k}_L , необходимую для возбуждения прецессии упругой волной.

Что касается двойных слоёв $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pt}$, было найдено, что продольная волна создаёт прецессию намагниченности на интерфейсе, которая переходит в стационарный режим после сравнительно короткого переходного процесса. Вычисления показали, что такая прецессия порождает в Pt стабильный спиновый ток, имеющий как постоянную, так и переменную составляющие. Благодаря обратному спиновому эффекту Холла, спиновый ток создаёт вихревой электрический ток в толстом слое Pt в режиме разомкнутой цепи, который, в свою очередь, порождает неоднородное распределение электрического потенциала. Немаловажно, что величина поперечного напряжения между боковыми границами Pt может превышать 1 нВ, что позволяет измерить такое напряжение экспериментально, говоря о значительной эффективности спинового инжектора на акустических волнах.

Результаты, полученные в данной главе, показывают, что CoFe_2O_4 может быть перспективным материалом для акустической спинтроники и магноники. Потенциальные приложения включают в себя спиновые инжекторы на акустических волнах со сверхнизким потреблением энергии [157], логические элементы, использующие фазу спиновой волны [196; 197], и реконфигурируемые спиновые логические схемы [198].

Глава 5. Возбуждение высокочастотных магнитных мод в магнитоупругих плёнках с помощью коротких импульсов деформаций

5.1 Введение и методика расчётов

В данной главе представлены результаты численного моделирования магнитной и упругой динамики, возникающей в ферромагнитных плёнках $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ с сильной магнитоупругой связью [199] под действием акустических импульсов, возбуждаемых в немагнитной подложке GaAs. Рассматривались как пикосекундные импульсы деформаций, создаваемые фемтосекундным оптическим возбуждением, так и наносекундные импульсы, генерируемые пьезоэлектрическим преобразователем, контактирующим со слоем GaAs. Основные результаты выполненного исследования опубликованы в работе [200].

Магнитоупругое моделирование было проведено для двойного слоя, включающего в себя ферромагнитную (F) и немагнитную (N) компоненты [Рис.

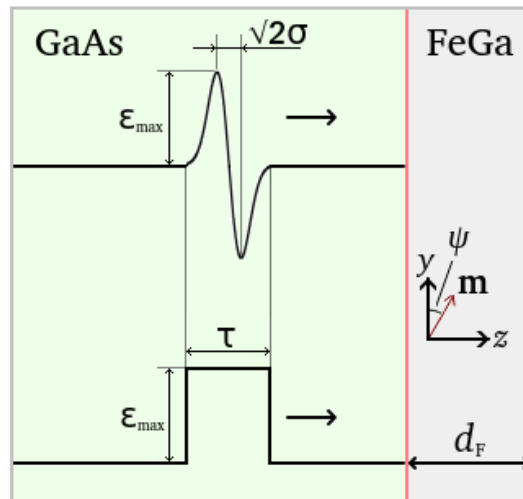


Рисунок 32: Схематическое изображение биполярного и прямоугольного импульсов, использованных при моделировании гетероструктуры $\text{GaAs}/\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$. Время τ обозначает длительность акустического импульса, ϵ_{\max} - максимальную амплитуду деформаций в импульсе, а \mathbf{m} - единичный вектор в направлении намагниченности в ферромагнитной плёнке $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ толщиной d_F .

32]. Возбуждение акустического импульса моделировалось путём придания зависящего от времени механического смещения $u_z(z = 0, t)$ левой границе ($z = 0$) слоя N. Пикосекундные импульсы, соответствующие фемтосекундному лазерному возбуждению металлической плёнки, нанесённой на эту границу подложки (верхний профиль на Рис. 32) [7], моделировались с помощью гауссовой функции $u_z(z = 0, t) = u_{\max} \exp(-t^2/\sigma^2)$. Такая временная зависимость смещения ведёт к возникновению биполярного импульса продольных деформаций $\varepsilon_{zz}(z, t) = \partial u_z(z, t)/\partial z$, содержащего характерные периоды сжатия и растяжения [7; 201]. Выбранная длительность импульсов 4 и 40 пс находится на временной шкале, достижимой в экспериментах [7; 201]. Моделирование наносекундных импульсов, создаваемых пьезоэлектрическим преобразователем, присоединённым к подложке (нижний профиль на Рис. 32), осуществлялось с помощью линейной функции $u_z(z = 0, t) = u_{\max} t/\tau$, действующей в период времени $0 \leq t \leq \tau$, что соответствует ожидаемому прямоугольному импульсу [172] с длительностью τ .

Формирование и распространение импульсов деформаций в слое N моделировалось путём численного решения уравнения Навье-Коши (26) для механического смещения $\mathbf{u}(z, t)$. Члены, отвечающие за нелинейность, дисперсию и рассеяние на тепловых фононах [202], были опущены в силу того, что настоящее моделирование в первую очередь направлено на описание воздействия, которое импульс деформаций оказывает на тонкую ферромагнитную плёнку, а также в силу того, что при определённых условиях импульсы деформаций во многих кристаллах сохраняют свою начальную форму на больших расстояниях от источника [201]. Связанная динамика намагниченности и деформаций в слое F была описана путём совместного решения системы уравнений ЛЛГ (16) и Навье-Коши (26) в соответствии с подходом, развитым в главах 2 и 3. Такой подход позволил учесть обратное влияние динамики намагниченности на импульс деформаций в ферромагнетике, которое ранее не учитывалось при исследовании воздействия акустических импульсов на ферромагнитные плёнки [14; 114; 164; 203; 204]. Теоретическое описание, используемое в данной главе, также имеет преимущество перед рядом предыдущих работ, где игнорировалось обменное взаимодействие и затухание Гилберта [14] или решалось линеаризованное уравнение ЛЛГ, справедливое только для малоугловой прецессии намагниченности [114] в отсутствие затухания.

Как и в предыдущих главах, численное интегрирование уравнения ЛЛГ производилось с помощью проективного метода Рунге-Кутты, а уравнение теории упругости было решено с помощью метода конечных разностей и приближения средней точки для производной. В процессе моделирования был использован фиксированный шаг интегрирования $\delta t = 0.5$ фс и наноразмерные вычислительные ячейки ($0.1 \times 0.1 \times 0.1$ нм³). Были рассмотрены как свободные ($\partial \mathbf{m} / \partial z = 0$), так и “закреплённые” ($m_y = 1$) магнитные граничные условия для слоя F, которые далее обозначены аббревиатурами FBC и PBC соответственно. На границе слоя F было поставлено свободное механическое граничное условие $\sigma_{iz} = 0$, тогда как условия неразрывности на интерфейсе N|F удовлетворялись автоматически благодаря использованию единого ансамбля вычислительных ячеек, охватывающего весь двойной слой. Максимальные смещения $u_{\max} \sim 0.0041 - 7.33$ нм на границе слоя N были выбраны таким образом, чтобы создавать импульс деформаций с реалистичной амплитудой $\varepsilon_{\max} \approx 10^{-3}$ [172; 205]. Так как плёнки галфенола успешно выращивают на подложках GaAs [199], этот материал был выбран в качестве слоя N. При моделировании ему были приписаны модули упругости $c_{11} = 1.1877 \times 10^{12}$ дин см⁻², $c_{12} = 0.5372 \times 10^{12}$ дин см⁻², $c_{44} = 0.5944 \times 10^{12}$ дин см⁻² и плотность $\rho_N = 5.3169$ г см⁻³ [159]. Для слоя F (Fe₈₁Ga₁₉) были использованы следующие параметры: константа обменного взаимодействия $A_{\text{ex}} = 2.1 \times 10^{-6}$ эрг см⁻¹ [206], константа кубической анизотропии $K_1 = 2.65 \times 10^5$ эрг см⁻³ [206], магнитоупругие постоянные $B_1 = -0.9 \times 10^8$ эрг см⁻³ и $B_2 = -0.8 \times 10^8$ эрг см⁻³ [147], намагниченность насыщения $M_s = 1472$ эрг Гс⁻¹ см⁻³ [206], параметр затухания Гилберта $\alpha = 0.017$ [144], модули упругости $c_{11} = 1.62 \times 10^{12}$ дин см⁻², $c_{12} = 1.24 \times 10^{12}$ дин см⁻², $c_{44} = 1.26 \times 10^{12}$ дин см⁻² и плотность $\rho_F = 7.8$ г см⁻³ [149]. Внешнее магнитное поле $H_z = 5$ кЭ было приложено перпендикулярно плоскости слоя, чтобы обеспечить возможность возбуждения прецессии намагниченности продольными деформациями ε_{zz} . Для стабилизации монокломенного состояния было также введено поле в плоскости $H_y = 2$ кЭ. В такой конфигурации намагниченность образует угол $\psi \approx 14^\circ$ с плоскостью плёнки Fe₈₁Ga₁₉ с FBC, которая изначально намагничена однородно [Рис. 32]. При PBC равновесное распределение намагниченности $\mathbf{M}(z, t = 0)$ является неоднородным поперёк плёнки, что было установлено при предварительном моделировании. Отметим также, что в общем случае возбуждение динамики

намагниченности в ферромагнитном слое приводит к спиновой накачке в прилегающий слой нормального металла или полупроводника, приводя к локальному увеличению параметра затухания Гилберта вблизи их интерфейса. В данной главе, однако, мы пренебрегли этим эффектом в силу очень малого значения проводимости спинового смешивания при отражении от границы NiFe|GaAs, полученного в работе [161].

5.2 Динамика намагниченности под действием импульсов деформаций

Проведённое моделирование подтвердило, что смещения $u_z(z = 0, t)$, сообщённые границе GaAs, создают импульсы деформаций с профилями, изображёнными на Рис. 32. После пересечения слоя GaAs толщиной $d_N \gg d_F$ импульс деформаций проникает в слой галфенола (коэффициент прохождения по энергии около 97% в силу близких акустических импедансов $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ и GaAs), где возбуждает неоднородную прецессию намагниченности. Обратное влияние этой прецессии на деформационное состояние плёнки галфенола проявляется в генерации двух поперечных упругих волн, которые содержат компоненты тензора деформаций ϵ_{xz} и ϵ_{yz} , отсутствовавшие в инжектированном импульсе. Следует отметить, что прямоугольный импульс длительностью 1 нс, созданный в слое GaAs, в реальности преобразуется в значительно более короткий импульс, действующий на рассматриваемую плёнку $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ толщиной $d_F \sim 10$ нм. Это преобразование вызвано отражением прямоугольного импульса от свободной границы плёнки, которое происходит со сдвигом фазы 180° , и последующей интерференцией отражённого и входящего импульсов, при которой они гасят друг друга. В результате этого образуется эффективный прямоугольный импульс длительностью $\tau_F = 2d_F/c_L$, где $c_L = \sqrt{c_{11}/\rho_F}$ - скорость продольных упругих волн в ферромагнитном слое. Таким образом, любой входящий прямоугольный импульс с длительностью больше, чем τ_F (3.5 пс в плёнке $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ толщиной $d_F = 8$ нм и 7 пс при $d_F = 16$ нм), создаст более короткий импульс длительностью $\tau = \tau_F$, зависящей от толщины плёнки F. Заметим, что эта особенность может быть использована для генерации пикосекундных прямоугольных акустических импульсов с модифицированным

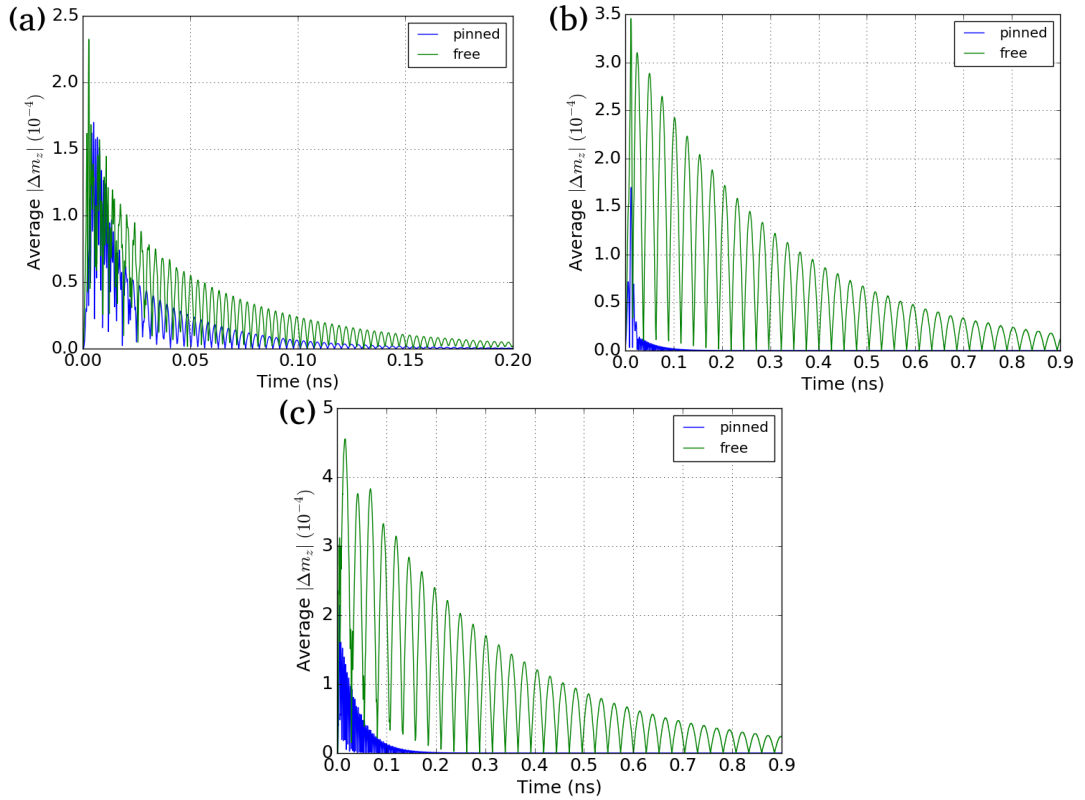


Рисунок 33: Прецессия намагниченности, возбуждённая в плёнке $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ толщиной $d_F = 8$ нм биполярными импульсами деформаций длительностью 4 пс (а) и 40 пс (б) и прямоугольным импульсом длительностью 1 нс (с). На графиках представлены временные зависимости абсолютных величин вариаций направляющих косинусов намагниченности $|m_z|$, усреднённые по толщине плёнки d_F . Зелёные и синие кривые соответствуют свободным и закреплённым граничным условиям соответственно. Максимальная деформация ϵ_{\max} равна 1.55×10^{-3} во всех рассматриваемых импульсах.

спектром в ферромагнитных нанослоях даже длительными электрическими импульсами, приложенными к пьезоэлектрическому преобразователю, присоединённому к толстой немагнитной подложке.

Для описания прецессии намагниченности в $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ мы определили отклонения Δm_z направляющего косинуса намагниченности m_z от его равновесного значения и рассчитали среднюю абсолютную величину этого отклонения в плёнке $\langle |\Delta m_z| \rangle$. На Рис. 33 показаны временные зависимости $\langle |\Delta m_z| \rangle$ в плёнке $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ толщиной $d_F = 8$ нм под действием биполярного и прямоугольного импульсов деформаций с разной длительностью, но одинаковой амплитудой $\epsilon_{\max} = 1.55 \times 10^{-3}$. Можно видеть, что амплитуда прецессии намагниченности со временем спадает в силу магнитного затухания, присутствующего в плёнках галфенола. В зависимости от магнитных граничных условий, формы импульса

и его длительности прецессия может длиться от ~ 0.1 нс до ~ 1 нс, так как от этих факторов зависит спектральный состав спинового сигнала, содержащего те или иные магنونные моды с их характерным временем жизни. Изучение Рис. 33 показывает, что время жизни прецессии существенно больше в плёнке с FBC. Это связано с присутствием в её спектре однородной моды (см. ниже), которая имеет более низкую частоту, и, соответственно, затухает медленнее, чем другие моды. Сравнение панелей (a), (b), и (c) Рис. 33 также показывает, что более длинные импульсы возбуждают прецессию с большим временем жизни в плёнках с FBC, что может быть объяснено малой амплитудой однородной моды, возбуждённой наиболее коротким четырёхпикосекундным импульсом. Форма акустического импульса преимущественно влияет на амплитуду возбуждаемой прецессии. А именно, прямоугольный импульс длительностью $\tau = 1$ нс возбуждает прецессию намагниченности с большей амплитудой, чем оба рассматриваемых биполярных импульса. Амплитуда прецессии также чувствительна к магнитным граничным условиям, обычно будучи меньше в плёнках с PBC (ср. синюю и зелёную кривые на Рис. 33). Что интересно, сверхкороткий биполярный импульс длительностью $\tau \approx 4$ пс изначально создаёт прецессию намагниченности схожей амплитуды при обоих типах граничных условий. Этот эффект, отличающийся от того, что наблюдается при воздействии более длительных импульсов, связан с превалированием неоднородной высокочастотной моды в магنونном спектре, возбуждаемом сверхкоротким импульсом, собственный спектр которого имеет максимум на частоте около 0.5 ТГц [Рис. 34 и Таб. 1].

Пространственное распределение акустически индуцированной прецессии намагниченности по толщине плёнки существенно неоднородно и может рассматриваться как суперпозиция стоячих спиновых волн с разными длинами. Чтобы определить частотный спектр магнитных возбуждений, мы произвели преобразование Фурье временных зависимостей $\Delta m_z(t)$ в каждой вычислительной ячейке в плёнке галфенола. Путём усреднения зависящих от частоты амплитуд $A(\nu, z)$ этих преобразований по всем ячейкам мы получили спектры $\langle A \rangle(\nu)$ для плёнок $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ разной толщины, испытывающих влияние биполярных и прямоугольных импульсов деформаций [Рис. 34]. Было обнаружено, что в этих спектрах содержится до семи (шести) ярко выраженных пиков при FBC (PBC). Чтобы определить происхождение этих пиков, мы обратились к дисперсионному соотношению для спиновых волн с преобладающим обменным

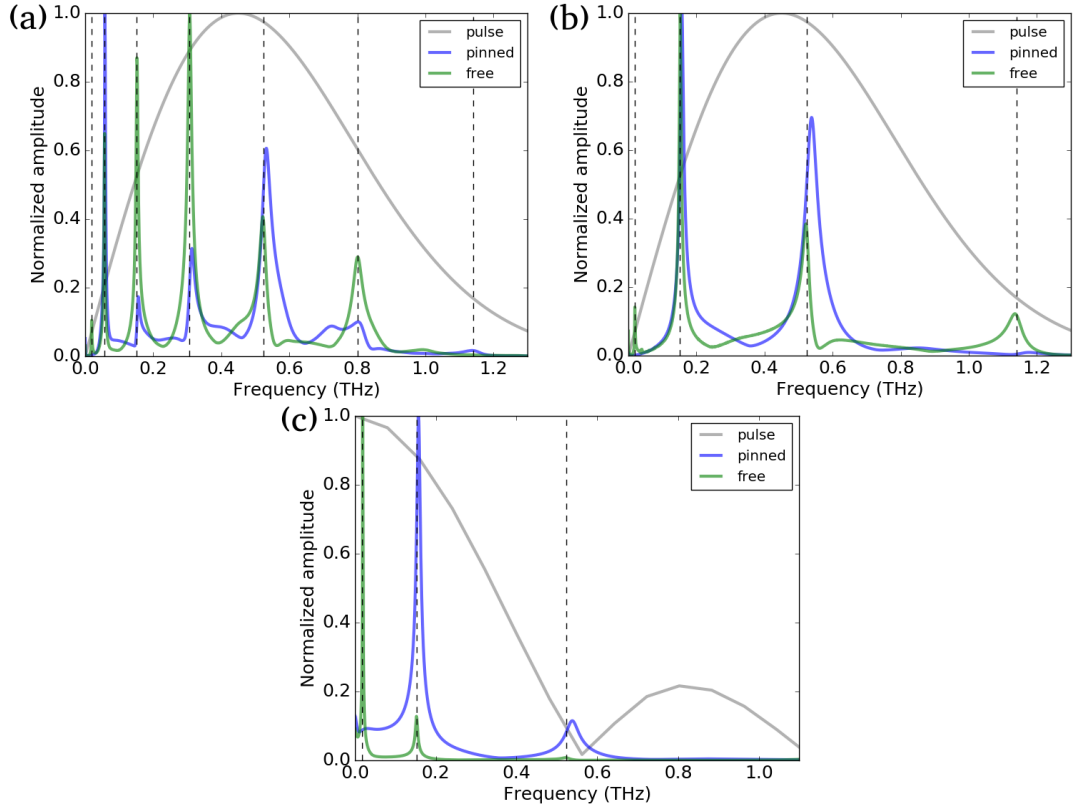


Рисунок 34: Частотные спектры стоячих спиновых волн, возбуждённых в плёнках $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ биполярным импульсом длительностью 4 пс [(a), (b)] и наносекундным прямоугольным импульсом (c). Кривые представляют собой усреднённые по толщине плёнки амплитуды $\langle A \rangle(\nu)$ преобразований Фурье временных зависимостей $\Delta m_z(t)$, нормированные на высоту наибольшего пика, наблюдаемого при данной длительности импульса, толщине плёнки и магнитных граничных условиях. Зелёные и синие кривые соответствуют FBC и PBC. Вертикальные штриховые линии обозначают частоты $\nu_n(k_n)$, рассчитанные с помощью уравнения (31). Серая сплошная кривая показывает спектр акустического импульса. Толщина плёнки равна 16 нм (a) и 8 нм [(b), (c)].

взаимодействием, волновой вектор \mathbf{k} которых перпендикулярен плоскости плёнки [207]:

$$\nu(k) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{F_{\theta\theta}F_{\varphi\varphi}/M_s^2 + (F_{\theta\theta} + F_{\varphi\varphi})Dk^2/M_s + D^2k^4}, \quad (31)$$

где $F_{\theta\theta}$ и $F_{\varphi\varphi}$ - вторые производные плотности свободной энергии $F(\mathbf{M})$ по полярному и азимутальному углам $\theta = 90^\circ - \psi$ и φ , задающим направление намагниченности в плёнке [Рис. 32], а $D = 2\gamma A_{\text{ex}}/M_s$ - спиновая жёсткость. Используя уравнение (31) с соответствующей плотностью энергии $F(\mathbf{M})$, учитывающей вклады, связанные с энергией Зеемана, кубической магнитокристаллической анизотропией и полем размагничивания, мы рассчитали частоты

ν_n стоячих спиновых волн с волновыми числами $k_n = n\pi/d_F$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), зависящими от толщины плёнки d_F . Найденные частоты $\nu_n(k_n)$ показаны на Рис. 34 вертикальными штриховыми линиями. Можно видеть, что пики усреднённых амплитуд $\langle A \rangle(\nu)$ находятся на частотах, хорошо совпадающих с расчётными значениями $\nu_n(k_n)$. Это подтверждает, что пики действительно вызваны возбуждением магنونных мод, имеющих форму стоячих спиновых волн. Частоты и относительные амплитуды $\langle A \rangle(\nu_n)/\langle A \rangle_{\max}$ обнаруженных магнонов собраны в Таблице 1, из которой видно, что под действием акустических импульсов могут возбуждаться моды с номерами до $n = 6$ включительно. Основная мода с $n = 0$, соответствующая когерентной прецессии намагниченности в плёнке ($k_0 = 0$), возникает только при FBC, так как PBC не разрешают возникновения однородной прецессии. Таким образом, мода с $n = 1$ имеет наименьшую частоту в магنونном спектре ферромагнитных плёнок с PBC. Как и можно было ожидать, магнитные граничные условия лишь незначительно влияют на частоты магنونных мод с $n \geq 1$, которые в основном зависят от толщины плёнки и номера моды n . Однако, в общем случае граничные условия существенно влияют на амплитуды магнонов в силу разных ограничений, налагаемых ими на намагниченность на поверхностях плёнок [Таб. 1]. Магنونные моды с максимальными частотами, превышающими 1 ТГц, были обнаружены в плёнках, подвергнутых воздействию четырёхпикосекундного биполярного импульса и наносекундного прямоугольного импульса [Таб. 1]. Биполярный импульс деформаций длительностью $\tau \approx 40$ пс неэффективен для генерации терагерцовых мод, поскольку его Фурье-спектр не содержит значительных компонент в соответствующем частотном диапазоне.

Анализ Таблицы 1 показывает, что среди магنونных мод в терагерцовом диапазоне наибольшую относительную амплитуду $\langle A \rangle(\nu_n)/\langle A \rangle_{\max} \cong 0.0037$ имеет мода с $n = 3$, возбуждённая четырёхпикосекундным биполярным импульсом в плёнке $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ толщиной 8 нм с FBC [Рис. 34(b)]. Следующая по величине амплитуда $\langle A \rangle(\nu_n)/\langle A \rangle_{\max} \cong 0.0034$ соответствует той же моде, индуцированной наносекундным прямоугольным импульсом в той же самой плёнке с FBC. При PBC амплитуды терагерцовых мод существенно падают в плёнке толщиной $d_F = 8$ нм и становятся схожи с модами, возбуждёнными в плёнке с $d_F = 16$ нм. Таким образом, эффективность возбуждения терагерцовых магнонов сильно зависит от толщины плёнки, магнитных граничных условий и длительности импульса.

d_F	τ	Г.У.	Номер моды n , частота в ГГц и относительная амплитуда						
			0	1	2	3	4	5	6
8 нм	4 пс	PBC	-	160 (0.014)	540 (0.0098)	1180 (0.00013)			
		FBC	19 (0.0043)	150 (0.030)	520 (0.012)	1140 (0.0037)			
	40 пс	PBC	-	160 (0.0037)					
		FBC	19 (0.37)	150 (0.011)					
	1 нс	PBC	-	160 (0.030)	540 (0.0034)	1180 (0.00014)			
		FBC	19 (0.53)	150 (0.068)	520 (0.0042)	1140 (0.0034)			
16 нм	4 пс	PBC	-	60 (0.032)	160 (0.0055)	315 (0.01)	530 (0.019)	800 (0.0032)	1140 (0.00054)
		FBC	19 (0.0053)	60 (0.033)	150 (0.044)	305 (0.050)	520 (0.020)	800 (0.015)	1120 (0.00022)
	40 пс	PBC	-	60 (0.999)	160 (0.0015)	315 (0.00021)	530 (0.00015)		
		FBC	19 (0.69)	60 (1.0)	150 (0.015)	305 (0.00056)			
	1 нс	PBC	-	60 (0.33)	160 (0.012)	315 (0.0059)	530 (0.0067)	800 (0.0012)	1140 (0.00048)
		FBC	19 (0.91)	60 (0.34)	150 (0.10)	305 (0.033)	520 (0.0072)	800 (0.0054)	1130 (0.00019)

Таблица 1: Характеристики магنونных мод, возбуждаемых в плёнках $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ короткими акустическими импульсами. Амплитуды $\langle A \rangle(\nu_n)$ всех мод нормированы на максимальную амплитуду $\langle A \rangle_{\max}$, обнаруженную при моделировании, которая соответствует магنونной моде с $n = 1$, возбуждённой биполярным импульсом длительностью 40 пс в плёнке с FBC толщиной 16 нм. Данные в ячейках представлены в формате “частота пика в ГГц (относительная амплитуда)”.

5.3 Заключение

В данной главе было проведено численное моделирование магнитоупругой динамики в ферромагнитных плёнках, возникающей в результате действия коротких акустических импульсов, создаваемых в подложке из немагнитного материала с помощью оптического или электрического возбуждения. Используемый строгий подход существенно улучшает теоретическое описание магнитной динамики, возбуждаемой акустическими импульсами в сравнении с предыдущими работами, использующими те или иные приближения [14; 114]. Моделирование показало, что в плёнках галфенола имеет место возбуждение неоднородной прецессии намагниченности со временем жизни от ~ 0.1 нс до ~ 1 нс. Фурье-анализ результатов моделирования позволил установить, что обнаруженная прецессия является суперпозицией магنونных мод, имеющих форму стоячих спиновых волн. Формирование аналогичных мод можно ожидать и в ультратонких плёнках других ферромагнетиков с сильной магнитоупругой связью, таких как никель, сплавы CoFe и феррит кобальта CoFe_2O_4 . Существенно, что даже моды с частотой выше 1 ТГц могут эффективно возбуждаться

в тонких плёнках $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ в магнитных полях всего в несколько кЭ. Этот важный результат показывает, что генератор терагерцовых спиновых волн с низким энергопотреблением, представляющий большой интерес для магнонной спинтроники, может использовать для их возбуждения короткие импульсы деформаций, создаваемые оптическими или электрическими импульсами.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы 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 CoFe_2O_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 CoFe_2O_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 CoFe_2O_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 прилежащий 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 (~ 10 нА) и поперечного электрического напряжения в Pt (~ 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 магنونных 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.

Выражаю благодарность научному руководителю Перцеву Н. А. за мудрость и терпение, проявленные в процессе руководства диссертацией, а также за передачу через собственный пример принципов научной строгости, этики и высоты стандартов.

Благодарю коллективы лаборатории динамики материалов и лаборатории физики ферроиков за свободную, поддерживающую и творческую атмосферу, в которой приятно не только заниматься физикой, но и просто быть.

Благодарю ближайших коллег Андрея Никитченко и Егора Савостина за поддержку, жизнелюбие, свободу духа, юмор и энергию.

Отдельную благодарность выражаю Мише Просникову за техническую помощь и за всё то время, что мы провели вместе.

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. Камра, 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. Aki-mov, 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. *Gerlach, W.* Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld / W. Gerlach, O. Stern // *Zeitschrift für Physik.* — 1922. — Vol. 9, no. 1. — P. 349–352.
16. *Bransden, B.* Physics of Atoms and Molecules / B. Bransden, C.J. Joachain. — Longman, 1983.
17. *Heisenberg, W.* Mehrkörperproblem und Resonanz in der Quantenmechanik / W. Heisenberg // *Zeitschrift für Physik.* — 1926. — Vol. 38, no. 6. — P. 411–426.
18. *Dirac, P. A. M.* On the theory of quantum mechanics / P. A. M. Dirac, R. H. Fowler // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character.* — 1926. — Vol. 112, no. 762. — P. 661–677.

19. *Kittel, C.* Physical Theory of Ferromagnetic Domains / C. Kittel // Rev. Mod. Phys. — 1949. — Vol. 21, issue 4. — P. 541—583.
20. *Kittel, C.* Introduction to solid state physics / C. Kittel. — Wiley, 1996.
21. *Néel, M. Louis.* Propriétés magnétiques des ferrites; ferrimagnétisme et antiferromagnétisme / Néel, M. Louis // Ann. Phys. — 1948. — T. 12, № 3. — C. 137—198.
22. *Meiklejohn, W. H.* New Magnetic Anisotropy / W. H. Meiklejohn, C. P. Bean // Phys. Rev. — 1957. — Vol. 105, issue 3. — P. 904—913.
23. *Nogues, J.* Exchange bias / J. Nogues, I. K. Schuller // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1999. — Vol. 192, no. 2. — P. 203—232.
24. *Morosov, A. I.* Influence of Single-Ion Anisotropy on the Exchange Bias In “Ferromagnet-Antiferromagnet” System / A. I. Morosov, A. S. Sigov // Giant Magnetoresistance: New Research / ed. by D. Torres, D. A. Perez. — Nova Publishers, 2009. — P. 157—182.
25. *RockMagnetist* / RockMagnetist. — URL: <https://commons.wikimedia.org/wiki/User:RockMagnetist>.
26. *Landau, L. D.* On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies / L. D. Landau, E. Lifshitz // Phys. Z. Sowjet. — 1935. — Vol. 8. — P. 153.
27. *Griffiths, J. H. E.* Anomalous High-frequency Resistance of Ferromagnetic Metals / J. H. E. Griffiths // Nature. — 1946. — Vol. 158. — P. 670—671.
28. *Завойский, Е. К.* Парамагнитное поглощение мощности в некоторых солях в перпендикулярных магнитных полях / Е. К. Завойский // ЖЭТФ. — 1946. — Т. 16. — С. 603—606.
29. *Bloch, F.* Zur Theorie des Ferromagnetismus / F. Bloch // Zeitschrift für Physik. — 1930. — Т. 61, № 3. — С. 206—219.
30. *Holstein, T.* Field Dependence of the Intrinsic Domain Magnetization of a Ferromagnet / T. Holstein, H. Primakoff // Phys. Rev. — 1940. — Vol. 58, issue 12. — P. 1098—1113.
31. *Edwards, E. R. J.* Study of Spin Waves in In-plane Magnetized Thin Films by means of Brillouin Light Scattering and Magneto-optical Kerr Effect : PhD thesis / Edwards Eric Robert Joseph. — University of Münster, 2012.

32. *Herring, C.* On the Theory of Spin Waves in Ferromagnetic Media / C. Herring, C. Kittel // Phys. Rev. — 1951. — Vol. 81, issue 5. — P. 869—880.
33. *Walker, L. R.* Magnetostatic Modes in Ferromagnetic Resonance / L. R. Walker // Phys. Rev. — 1957. — Vol. 105, issue 2. — P. 390—399.
34. *Damon, R.* Magnetostatic modes of a ferromagnet slab / R. Damon, J. Eschbach // Journal of Physics and Chemistry of Solids. — 1961. — Vol. 19, no. 3. — P. 308—320.
35. *Damon, R. W.* Propagation of Magnetostatic Spin Waves at Microwave Frequencies in a Normally-Magnetized Disk / R. W. Damon, H. Van De Vaart // Journal of Applied Physics. — 1965. — Vol. 36, no. 11. — P. 3453—3459.
36. *J. P. Parekh, K. W. C.* Propagation characteristics of magnetostatic waves / K. W. C. J. P. Parekh, H. S. Tuan // Circ. Syst. Signal Process. — 1985. — Vol. 4. — P. 9.
37. *Kalinikos, B. A.* Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions / B. A. Kalinikos, A. N. Slavin // Journal of Physics C: Solid State Physics. — 1986. — Vol. 19, no. 35. — P. 7013—7033.
38. The dipole-exchange spin wave spectrum for anisotropic ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions / B. A. Kalinikos, M. P. Kostylev, N. V. Kozhus, A. N. Slavin // Journal of Physics Condensed Matter. — 1990. — Vol. 2, no. 49. — P. 9861—9877.
39. *Wolf, S. A.* Spintronics—A retrospective and perspective / S. A. Wolf, A. Y. Chtchelkanova, D. M. Treger // IBM Journal of Research and Development. — 2006. — Vol. 50, no. 1. — P. 101—110.
40. *Žutić, I.* Spintronics: Fundamentals and applications / I. Žutić, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys. — 2004. — Vol. 76, issue 2. — P. 323—410.
41. *Mott, N. F.* The electrical conductivity of transition metals / N. F. Mott, R. H. Fowler // Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences. — 1936. — Vol. 153, no. 880. — P. 699—717.
42. *Mott, N. F.* The Resistance and Thermoelectric Properties of the Transition Metals / N. F. Mott // Proceedings of the Royal Society of London Series A. — 1936. — Vol. 156, no. 888. — P. 368—382.

43. *Kasuya, T.* Anomalous Transport Phenomena in Eu-Chalcogenide Alloys / T. Kasuya, A. Yanase // *Rev. Mod. Phys.* — 1968. — Vol. 40, issue 4. — P. 684–696.
44. *Нагаев, Е. Л.* Физика магнитных полупроводников / Е. Л. Нагаев. — Москва : Мир, 1983.
45. *Esaki, L.* Magnetointernal Field Emission in Junctions of Magnetic Insulators / L. Esaki, P. J. Stiles, S. v. Molnar // *Phys. Rev. Lett.* — 1967. — Vol. 19, issue 15. — P. 852–854.
46. Electron-Spin Polarization in Tunnel Junctions in Zero Applied Field with Ferromagnetic EuS Barriers / J. S. Moodera, X. Hao, G. A. Gibson, R. Meservey // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — Vol. 61, issue 5. — P. 637–640.
47. *Hao, X.* Spin-filter effect of ferromagnetic europium sulfide tunnel barriers / X. Hao, J. S. Moodera, R. Meservey // *Phys. Rev. B.* — 1990. — Vol. 42, issue 13. — P. 8235–8243.
48. *Tedrow, P. M.* Spin-Dependent Tunneling into Ferromagnetic Nickel / P. M. Tedrow, R. Meservey // *Phys. Rev. Lett.* — 1971. — Vol. 26, issue 4. — P. 192–195.
49. *Tedrow, P. M.* Spin Polarization of Electrons Tunneling from Films of Fe, Co, Ni, and Gd / P. M. Tedrow, R. Meservey // *Phys. Rev. B.* — 1973. — Vol. 7, issue 1. — P. 318–326.
50. *Meservey, R.* Spin-polarized electron tunneling / R. Meservey, P. Tedrow // *Physics Reports.* — 1994. — Vol. 238, no. 4. — P. 173–243.
51. *Clark, W. G.* Nuclear Polarization in InSb by a dc Current / W. G. Clark, G. Feher // *Phys. Rev. Lett.* — 1963. — Vol. 10, issue 4. — P. 134–138.
52. *Аронов, А. Г.* Спиновая инжекция в металлах и поляризация ядер / А. Г. Аронов // *Письма ЖЭТФ.* — 1976. — Т. 24. — С. 32–34.
53. *Аронов, А. Г.* Спиновая инжекция в полупроводниках / А. Г. Аронов, Г. Е. Пикус // *Физика техн. полупров.* — 1976. — Т. 10. — С. 698–700.
54. *Johnson, M.* Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals / M. Johnson, R. H. Silsbee // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — Vol. 55, issue 17. — P. 1790–1793.

55. *Johnson, M.* Spin-injection experiment / M. Johnson, R. H. Silsbee // Phys. Rev. B. — 1988. — Vol. 37, issue 10. — P. 5326—5335.
56. *Захарченя, Б. П.* Проблема оптической ориентации электронных спинов в полупроводниках / Б. П. Захарченя // УФН. — 1975. — Т. 17, № 5. — С. 797—798.
57. *Putikka, W. O.* Theory of optical orientation in *n*-type semiconductors / W. O. Putikka, R. Joynt // Phys. Rev. B. — 2004. — Vol. 70, issue 11. — P. 113201.
58. *Аверкиев, Н. С.* Особенности оптической ориентации и релаксации электронных спинов в квантовых ямах с большим спиновым расщеплением / Н. С. Аверкиев, М. М. Глазов // Физика техн. полупров. — 2008. — Т. 42, № 8. — С. 958—966.
59. *Kokurin, I. A.* Optical orientation of electrons in compensated semiconductors / I. A. Kokurin, P. V. Petrov, N. S. Averkiev // Semiconductors. — 2013. — Vol. 47, no. 9. — P. 1232—1240.
60. Resonant optical alignment and orientation of Mn^{2+} spins in CdMnTe crystals / K. A. Baryshnikov, L. Langer, I. A. Akimov, V. L. Korenev, Y. G. Kusrayev, N. S. Averkiev, D. R. Yakovlev, M. Bayer // Phys. Rev. B. — 2015. — Vol. 92, issue 20. — P. 205202.
61. *Lampel, G.* Nuclear Dynamic Polarization by Optical Electronic Saturation and Optical Pumping in Semiconductors / G. Lampel // Phys. Rev. Lett. — 1968. — Vol. 20, issue 10. — P. 491—493.
62. Low field electron-nuclear spin coupling in gallium arsenide under optical pumping conditions / D. Paget, G. Lampel, B. Sapoval, V. I. Safarov // Phys. Rev. B. — 1977. — Vol. 15, issue 12. — P. 5780—5796.
63. Optical Orientation / ed. by F. Meier, B. P. Zakharchenya. — New York : North-Holland, 1984.
64. *Hermann, C.* Optical pumping in semiconductors / Hermann, C., Lampel, G., Safarov, V.I. // Ann. Phys. Fr. — 1985. — Vol. 10, no. 6. — P. 1117—1138.
65. *Pierce, D. T.* / D. T. Pierce, R. J. Celotta // Optical Orientation, Modern Problems in Condensed Matter Science. Vol. 8 / ed. by F. Meier, B. P. Zakharchenya. — Amsterdam : North-Holland, 1984. — P. 259—294.

66. *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.
67. Evidence of spin-pumping effect in the ferromagnetic resonance of coupled trilayers / K. Lenz, Toliński, J. Lindner, E. Kosubek, K. Baberschke // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 69, issue 14. — P. 144422.
68. *Ralph, D.* Spin transfer torques / D. Ralph, M. Stiles // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* — 2008. — Vol. 320, no. 7. — P. 1190–1216.
69. *Berger, L.* Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets / L. Berger // *Journal of Applied Physics.* — 1978. — Vol. 49, no. 3. — P. 2156–2161.
70. *Freitas, P. P.* Observation of s-d exchange force between domain walls and electric current in very thin Permalloy films / P. P. Freitas, L. Berger // *Journal of Applied Physics.* — 1985. — Vol. 57, no. 4. — P. 1266–1269.
71. *Hung, C.* Exchange forces between domain wall and electric current in permalloy films of variable thickness / C. Hung, L. Berger // *Journal of Applied Physics.* — 1988. — Vol. 63, no. 8. — P. 4276–4278.
72. *Slonczewski, J.* Current-driven excitation of magnetic multilayers / J. Slonczewski // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* — 1996. — Vol. 159, no. 1. — P. L1–L7.
73. *Berger, L.* Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current / L. Berger // *Phys. Rev. B.* — 1996. — Vol. 54, issue 13. — P. 9353–9358.
74. Recent advances in spin-orbit torques: Moving towards device applications / R. Ramaswamy, J. M. Lee, K. Cai, H. Yang // *Applied Physics Reviews.* — 2018. — Vol. 5, no. 3. — P. 031107.
75. Evidence for reversible control of magnetization in a ferromagnetic material by means of spin-orbit magnetic field / A. Chernyshov, M. Overby, X. Liu, J. K. Furdyna, Y. Lyanda-Geller, L. P. Rokhinson. — 2009.
76. Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel / E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, J.-Y. Bigot // *Phys. Rev. Lett.* — 1996. — Vol. 76, issue 22. — P. 4250–4253.

77. Nonequilibrium Magnetization Dynamics of Nickel / J. Hohlfeld, E. Matthias, R. Knorren, K. H. Bennemann // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Vol. 78, issue 25. — P. 4861–4864.
78. Laser-induced ultrafast spin reorientation in the antiferromagnet TmFeO_3 / A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, P. R. V., T. Rasing // *Nature*. — 2004. — Vol. 429. — P. 850–853.
79. Real Space Trajectory of the Ultrafast Magnetization Dynamics in Ferromagnetic Metals / M. Vomir, L. H. F. Andrade, L. Guidoni, E. Beaurepaire, J.-Y. Bigot // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94, issue 23. — P. 237601.
80. Ultrafast three-dimensional magnetization precession and magnetic anisotropy of a photoexcited thin film of iron / E. Carpene, E. Mancini, D. Dazzi, C. Dallera, E. Puppini, S. De Silvestri // *Phys. Rev. B*. — 2010. — Vol. 81, issue 6. — P. 060415.
81. All-Optical Probe of Coherent Spin Waves / M. van Kampen, C. Jozsa, J. T. Kohlhepp, P. LeClair, L. Lagae, W. J. M. de Jonge, B. Koopmans // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 88, issue 22. — P. 227201.
82. Coherent Magnetization Rotation and Phase Control by Ultrashort Optical Pulses in CrO_2 Thin Films / Q. Zhang, A. V. Nurmikko, A. Anguelouch, G. Xiao, A. Gupta // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 89, issue 17. — P. 177402.
83. Femtosecond Photomagnetic Switching of Spins in Ferrimagnetic Garnet Films / F. Hansteen, A. Kimel, A. Kirilyuk, T. Rasing // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 95, issue 4. — P. 047402.
84. Nonthermal ultrafast optical control of the magnetization in garnet films / F. Hansteen, A. Kimel, A. Kirilyuk, T. Rasing // *Phys. Rev. B*. — 2006. — Vol. 73, issue 1. — P. 014421.
85. Electric Field-Induced Modification of Magnetism in Thin-Film Ferromagnets / M. Weisheit, S. Fähler, A. Marty, Y. Souche, C. Poinsignon, D. Givord // *Science*. — 2007. — Vol. 315, no. 5810. — P. 349–351.
86. Surface Magnetoelectric Effect in Ferromagnetic Metal Films / C.-G. Duan, J. P. Velev, R. F. Sabirianov, Z. Zhu, J. Chu, S. S. Jaswal, E. Y. Tsybmal // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 101, issue 13. — P. 137201.

87. Giant modification of the magnetocrystalline anisotropy in transition-metal monolayers by an external electric field / K. Nakamura, R. Shimabukuro, Y. Fujiwara, T. Akiyama, T. Ito, A. Freeman // *Physical Review Letters*. — 2009. — Vol. 102, no. 18.
88. Дьяконов, М. И. О возможности ориентации электронных спинов током / М. И. Дьяконов, В. И. Перель // *Письма ЖЭТФ*. — 1971. — Т. 13. — С. 206.
89. *Hirsch, J. E. Spin Hall Effect* / J. E. Hirsch // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83, issue 9. — P. 1834–1837.
90. Обнаружение поверхностного фототока, обусловленного оптической ориентацией электронов в полупроводнике / А. А. Бакун, Б. П. Захарченя, А. В. Рогачёв, М. Н. Ткачук, В. Г. Флейшер // *Письма ЖЭТФ*. — 1984. — Т. 40. — С. 1293.
91. *Ткачук, М. Н. Резонансный фотогальванический эффект при ЯМР ядер решётки полупроводника* / М. Н. Ткачук, Б. П. Захарченя, В. Г. Флейшер // *Письма ЖЭТФ*. — 1986. — Т. 44. — С. 59.
92. *Dyakonov, M. I. Spin Hall Effect* / M. I. Dyakonov // *arXiv e-prints*. — 2012. — arXiv:1210.3200. — arXiv: [1210.3200](https://arxiv.org/abs/1210.3200) [[cond-mat.mes-hall](https://arxiv.org/abs/1210.3200)].
93. Observation of the Spin Hall Effect in Semiconductors / Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, D. D. Awschalom // *Science*. — 2004. — Vol. 306, no. 5703. — P. 1910–1913.
94. Experimental Observation of the Spin-Hall Effect in a Two-Dimensional Spin-Orbit Coupled Semiconductor System / J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, T. Jungwirth // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94, issue 4. — P. 047204.
95. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect / E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — Vol. 88, no. 18. — P. 182509.
96. Detection of pure inverse spin-Hall effect induced by spin pumping at various excitation / H. Y. Inoue, K. Harii, K. Ando, K. Sasage, E. Saitoh // *Journal of Applied Physics*. — 2007. — Vol. 102, no. 8. — P. 083915.

97. *Joule, J. P.* On the effects of magnetism upon the dimensions of iron and steel bars / J. P. Joule // The London, Edinburgh and Dublin philosophical magazine and journal of science. — 1847. — Vol. 30. — P. 76.
98. *Villari, E.* Change of magnetization by tension and by electric current / E. Villari // Ann. Phys. Chem. — 1865. — Vol. 126. — P. 87–122.
99. *Lee, E.* Magnetostriction and Magnetomechanical Effects / E. Lee // Reports on Progress in Physics. — 1955. — Vol. 18, no. 1. — P. 184–229.
100. *Eshbach, J. R.* Spin-Wave Propagation and the Magnetoelastic Interaction in Yttrium Iron Garnet / J. R. Eshbach // Journal of Applied Physics. — 1963. — Vol. 34, no. 4. — P. 1298–1304.
101. *Damon, R. W.* Dispersion of spin waves and magnetoelastic waves in YIG / R. W. Damon, H. van de Vaart // Proceedings of the IEEE. — 1965. — Vol. 53, no. 4. — P. 348–354.
102. *Rodrigue, G. P.* Magnetoelastic waves - New mechanisms for energy transport / G. P. Rodrigue // IEEE Spectrum. — 1965. — Vol. 2, no. 6. — P. 81–85.
103. *Леманов, В. В.* Взаимодействие упругих и спиновых волн в кристаллах феррита-граната иттрия / В. В. Леманов, А. В. Павленко, А. Н. Гршмановский // ЖЭТФ. — 1970. — Т. 59. — С. 712721.
104. *Parekh, J. P.* Exchange-free magnetoelastic plane waves / J. P. Parekh, H. L. Bertoni // Journal of Applied Physics. — 1973. — Vol. 44, no. 6. — P. 2866–2875.
105. *Goncalves, L.* Dispersion relations and normal modes for magnetoelastic waves in ferromagnetic insulators / L. Goncalves, N. Zagury // IEEE Transactions on Magnetics. — 1977. — Vol. 13, no. 4. — P. 1075–1077.
106. *Camley, R. E.* Magnetoelastic waves in a ferromagnetic film on a nonmagnetic substrate / R. E. Camley // Journal of Applied Physics. — 1979. — Vol. 50, no. 8. — P. 5272–5284.
107. Observation of fast magnetoelastic waves in thin yttrium-iron garnet wafers and epitaxial-films / Y. Gulyaev, P. Zilberman, G. Kazakov, V. Sysoev, V. Tikhonov, Y. Filimonov, B. Nam, A. Khe // JETP letters. — 1981. — Vol. 34, no. 9. — P. 477–481.

108. An observation of magnetoelastic wave-propagation in magnetic thin strips and films / K. Kakuno, D. Inami, K. Komatsu, Y. Suezawa, Y. Gondo // Journal of magnetism and magnetic materials. — 1983. — Vol. 31–4, no. 2. — 935–936.
109. Magnetic field tunable acoustic resonator with ferromagnetic-ferroelectric layered structure / N. Polzikova, S. Alekseev, I. Kotelyanskii, A. Raevskiy, Y. Fetisov // Journal of Applied Physics. — 2013. — Vol. 113, no. 17. — P. 17C704.
110. *Walikainen, D.* Magnetoelastic-surface-acoustic-wave attenuation peaks in thin ferromagnetic-films / D. Walikainen, R. Wiegert, M. Levy // Journal of Applied Physics. — 1988. — Vol. 63, 8, 3. — 3927–3929.
111. Surface-acoustic-wave-driven spin pumping in Y₃Fe₅O₁₂/Pt hybrid structure / K.-I. Uchida, T. An, Y. Kajiwara, M. Toda, E. Saitoh // Appl. Phys. Lett. — 2011. — Vol. 99, no. 21. — P. 212501.
112. Acoustic spin pumping: Direct generation of spin currents from sound waves in Pt/Y₃Fe₅O₁₂ hybrid structures / K. Uchida, H. Adachi, T. An, H. Nakayama, M. Toda, B. Hillebrands, S. Maekawa, E. Saitoh // Journal of Applied Physics. — 2012. — Vol. 111, no. 5. — P. 053903.
113. Effect of picosecond strain pulses on thin layers of the ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)(As,P) / L. Thevenard, E. Peronne, C. Gourdon, C. Testelin, M. Cubukcu, E. Charron, S. Vincent, A. Lemaitre, B. Perrin // Phys. Rev. B. — 2010. — Vol. 82, issue 10. — P. 104422.
114. Excitation of spin waves in ferromagnetic (Ga,Mn)As layers by picosecond strain pulses / M. Bombeck, A. S. Salasyuk, [et al.] // Phys. Rev. B. — 2012. — Vol. 85, issue 19. — P. 195324.
115. Magnetolectric effects in bilayers and multilayers of magnetostrictive and piezoelectric perovskite oxides / G. Srinivasan, E. T. Rasmussen, B. J. Levin, R. Hayes // Phys. Rev. B. — 2002. — Vol. 65, issue 13. — P. 134402.
116. Nonlinear resonant magnetolectric interactions and efficient frequency doubling in a ferromagnetic-ferroelectric layered structure / L. Y. Fetisov, Y. K. Fetisov, G. Sreenivasulu, G. Srinivasan // Journal of Applied Physics. — 2013. — Vol. 113, no. 11. — P. 116101-1–116101-3.

117. Resonance mixing of alternating current magnetic fields in a multiferroic composite / D. A. Burdin, D. V. Chashin, N. A. Ekonomov, Y. K. Fetisov, L. Y. Fetisov, G. Sreenivasulu, G. Srinivasan // Journal of Applied Physics. — 2013. — Vol. 113, no. 3. — P. 033902.
118. Voltage control of a magnetization easy axis in piezoelectric/ferromagnetic hybrid films / S.-K. Kim, J.-W. Lee, S.-C. Shin, H. W. Song, C. H. Lee, K. No // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2003. — Vol. 267, no. 1. — P. 127–132.
119. Electric Field-Induced Magnetization Switching in Epitaxial Columnar Nanostructures / F. Zavaliche, H. Zheng, [et al.] // Nano Letters. — 2005. — Vol. 5, no. 9. — P. 1793–1796.
120. *Pertsev, N. A.* Giant magnetoelectric effect via strain-induced spin reorientation transitions in ferromagnetic films / N. A. Pertsev // Phys. Rev. B. — 2008. — Vol. 78, issue 21. — P. 212102.
121. Electric field modulation of surface anisotropy and magneto-dynamics in multiferroic heterostructures / J. Lou, M. Liu, D. Reed, Y. H. Ren, N. X. Sun // Journal of Applied Physics. — 2011. — Vol. 109, no. 7. — P. 07D731.
122. *Pertsev, N. A.* Ferromagnetic resonance in epitaxial films: Effects of lattice strains and voltage control via ferroelectric substrate / N. A. Pertsev, H. Kohlstedt, R. Knöchel // Phys. Rev. B. — 2011. — Vol. 84, issue 1. — P. 014423.
123. Novel magnetostrictive memory device / V. Novosad, Y. Otani, A. Ohsawa, S. G. Kim, K. Fukamichi, J. Koike, K. Maruyama, O. Kitakami, Y. Shimada // Journal of Applied Physics. — 2000. — Vol. 87, no. 9. — P. 6400–6402.
124. A room-temperature electrical field-controlled magnetic memory cell / C. Cavaco, M. van Kampen, L. Lagae, G. Borghs // Journal of Materials Research. — 2007. — Vol. 22, no. 8. — P. 2111–2115.
125. *Pertsev, N. A.* Magnetic tunnel junction on a ferroelectric substrate / N. A. Pertsev, H. Kohlstedt // Applied Physics Letters. — 2009. — Vol. 95, no. 16. — P. 163503.

126. *Roy, K.* Hybrid spintronics and straintronics: A magnetic technology for ultra low energy computing and signal processing / K. Roy, S. Bandyopadhyay, J. Atulasimha // Applied Physics Letters. — 2011. — Vol. 99, no. 6. — P. 063108.
127. Magnetolectric interactions in layered composites of piezoelectric quartz and magnetostrictive alloys / G. Sreenivasulu, V. M. Petrov, L. Y. Fetisov, Y. K. Fetisov, G. Srinivasan // Phys. Rev. B. — 2012. — Vol. 86, issue 21. — P. 214405.
128. Giant Electric Field Tuning of Magnetism in Novel Multiferroic FeGaB/Lead Zinc Niobate–Lead Titanate (PZN-PT) Heterostructures / J. Lou, M. Liu, D. Reed, Y. Ren, N. X. Sun // Advanced Materials. — 2009. — Vol. 21, no. 46. — P. 4711–4715.
129. *Brown, W. F. J.* Micromagnetics / W. F. J. Brown. — New York : Wiley, 1963.
130. *Brown, W. F.* Structure and Energy of One-Dimensional Domain Walls in Ferromagnetic Thin Films / W. F. Brown, A. E. LaBonte // Journal of Applied Physics. — 1965. — Vol. 36, no. 4. — P. 1380–1386.
131. *Gilbert, T. L.* A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials / T. L. Gilbert // IEEE Transactions on Magnetics. — 2004. — Vol. 40, no. 6. — P. 3443–3449.
132. *Donahue, M.* OOMMF User’s Guide, Version 1.0 : Interagency Report NISTIR 6376 / M. Donahue, D. Porter ; National Institute of Standards and Technology. — Gaithersburg, MD, 1999.
133. Scalable parallel micromagnetic solvers for magnetic nanostructures // Computational Materials Science. — 2003. — Vol. 28, no. 2. — P. 366–383. — Proceedings of the Symposium on Software Development for Process and Materials Design.
134. A Systematic Approach to Multiphysics Extensions of Finite-Element-Based Micromagnetic Simulations: Nmag / T. Fischbacher, M. Franchin, G. Bordignon, H. Fangohr // IEEE Transactions on Magnetics. — 2007. — Vol. 43, no. 6. — P. 2896–2898.

135. *Azovtsev, A. V.* Magnetization dynamics and spin pumping induced by standing elastic waves / A. V. Azovtsev, N. A. Pertsev // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 94, issue 18. — P. 184401.
136. *Newell, A. J.* A generalization of the demagnetizing tensor for nonuniform magnetization / A. J. Newell, W. Williams, D. J. Dunlop // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth.* — 1993. — Vol. 98, B6. — P. 9551–9555.
137. *Donahue, M. J.* Accurate computation of the demagnetization tensor / M. J. Donahue. — 2007. — URL: https://math.nist.gov/~MDonahue/talks/hmm2007-MBO-03-accurate_demag.pdf ; 6th International Symposium on Hysteresis Modeling and Micromagnetics HMM-2007.
138. *Lebecki, K. M.* Periodic boundary conditions for demagnetization interactions in micromagnetic simulations / K. M. Lebecki, M. J. Donahue, M. W. Gutowski // *Journal of Physics D: Applied Physics.* — 2008. — Vol. 41, no. 17. — P. 175005.
139. The design and verification of MuMax3 / A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge // *AIP Adv.* — 2014. — Vol. 4, no. 10. — P. 107133.
140. *Becker, R.* *Ferromagnetismus* / R. Becker, W. Döring. — Berlin : Verlag Julius Springer, 1939.
141. *Yuan, S. W.* Fast adaptive algorithms for micromagnetics / S. W. Yuan, H. N. Bertram // *IEEE Transactions on Magnetism.* — 1992. — Vol. 28, no. 5. — P. 2031–2036.
142. *Eicke, J.* Standard problem N. 4 / J. Eicke, B. McMichael. — 2000. — URL: <http://www.ctcms.nist.gov/~rdm/std4/spec4.html>.
143. *Atulasimha, J.* A review of magnetostrictive iron–gallium alloys / J. Atulasimha, A. B. Flatau // *Smart Materials and Structures.* — 2011. — Vol. 20, no. 4. — P. 043001.
144. Picosecond inverse magnetostriction in galferol thin films / J. V. Jäger, A. V. Scherbakov, [et al.] // *Applied Physics Letters.* — 2013. — Vol. 103, no. 3. — P. 032409.

145. *Narayan, K. S.* Modelling of Galfenol nanowires for Sensor Applications : Master's thesis / Narayan K. S. — USA : University of Minnesota, 2010. — URL: http://conservancy.umn.edu/bitstream/handle/11299/93191/Krishnan%5C_Shankar%5C_May2010.pdf.
146. Magnetic field dependence of galfenol elastic properties / G. Petculescu, K. B. Hathaway, T. A. Lograsso, M. Wun-Fogle, A. E. Clark // Journal of Applied Physics. — 2005. — Vol. 97, no. 10. — P. 10M315.
147. Tetragonal magnetostriction and magnetoelastic coupling in Fe-Al, Fe-Ga, Fe-Ge, Fe-Si, Fe-Ga-Al, and Fe-Ga-Ge alloys / J. B. Restorff, M. Wun-Fogle, K. B. Hathaway, A. E. Clark, T. A. Lograsso, G. Petculescu // Journal of Applied Physics. — 2012. — Vol. 111, no. 2. — P. 023905.
148. *Vaz, C. A. F.* Magnetism in ultrathin film structures / C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, G. Lauhoff // Reports on Progress in Physics. — 2008. — Vol. 71, no. 5. — P. 056501.
149. Integration of Thin-Film Galfenol With MEMS Cantilevers for Magnetic Actuation / R. R. Basantkumar, B. J. H. Stadler, W. P. Robbins, E. M. Summers // IEEE Transactions on Magnetics. — 2006. — Vol. 42, no. 10. — P. 3102–3104.
150. *Stamps, R. L.* Dipolar interactions and the magnetic behavior of two-dimensional ferromagnetic systems / R. L. Stamps, B. Hillebrands // Phys. Rev. B. — 1991. — Vol. 44, issue 22. — P. 12417–12423.
151. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures / Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, B. I. Halperin // Rev. Mod. Phys. — 2005. — Vol. 77, issue 4. — P. 1375–1421.
152. *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.
153. *Brataas, A.* Finite-Element Theory of Transport in Ferromagnet–Normal Metal Systems / A. Brataas, Y. V. Nazarov, G. E. W. Bauer // Phys. Rev. Lett. — 2000. — Vol. 84, issue 11. — P. 2481–2484.

154. 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.
155. Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers / O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, A. Hoffmann // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 82, issue 21. — P. 214403.
156. Quantifying Spin Hall Angles from Spin Pumping: Experiments and Theory / O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, A. Hoffmann // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 104, issue 4. — P. 046601.
157. *Azovtsev, A. V.* Coupled magnetic and elastic dynamics generated by a shear wave propagating in ferromagnetic heterostructure / A. V. Azovtsev, N. A. Pertsev // *Appl. Phys. Lett.* — 2017. — Vol. 111, no. 22. — P. 222403.
158. *Ландау, Л. Д.* Теоретическая физика. Теория упругости / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — Москва : Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987.
159. *Haynes, W. M.* CRC Handbook of Chemistry and Physics, 96th Edition (Internet Version 2016) / W. M. Haynes. — Boca Raton, FL : CRC Press/Taylor, Francis, 2016.
160. *Pomerantz, M.* Excitation of Spin-Wave Resonance by Microwave Phonons / M. Pomerantz // *Phys. Rev. Lett.* — 1961. — Vol. 7, issue 8. — P. 312—313.
161. Electrically tunable spin injector free from the impedance mismatch problem / K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, H. Kurebayashi, T. Trypiniotis, C. H. W. Barnes, S. Maekawa, E. Saitoh // *Nature Materials.* — 2011. — Vol. 10, no. 9. — P. 655—659.
162. *Azovtsev, A. V.* Dynamical spin phenomena generated by longitudinal elastic waves traversing CoFe_2O_4 films and heterostructures / A. V. Azovtsev, N. A. Pertsev // *Phys. Rev. B.* — 2019. — Vol. 100, issue 22. — P. 224405.
163. Surface-acoustic-wave-driven ferromagnetic resonance in $(\text{Ga,Mn})(\text{As,P})$ epilayers / L. Thevenard, C. Gourdon, J. Y. Prieur, H. J. von Bardeleben, S. Vincent, L. Becerra, L. Largeau, J.-Y. Duquesne // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 90, issue 9. — P. 094401.

164. *Kim, J.-W.* Ultrafast Magnetoacoustics in Nickel Films / J.-W. Kim, M. Vomir, J.-Y. Bigot // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 109, issue 16. — P. 166601.
165. Electric-field-induced spin wave generation using multiferroic magnetoelectric cells / S. Cherepov, P. Khalili Amiri, [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 2014. — Vol. 104, no. 8. — P. 082403.
166. Traveling surface spin-wave resonance spectroscopy using surface acoustic waves / P. G. Gowtham, T. Moriyama, D. C. Ralph, R. A. Buhrman // J. Appl. Phys. — 2015. — Vol. 118, no. 23. — P. 233910.
167. Voltage induced mechanical/spin wave propagation over long distances / C. Chen, A. Barra, A. Mal, G. Carman, A. Sepulveda // Appl. Phys. Lett. — 2017. — Vol. 110, no. 7. — P. 072401.
168. Spin wave generation by surface acoustic waves / X. Li, D. Labanowski, S. Salahuddin, C. S. Lynch // J. Appl. Phys. — 2017. — Vol. 122, no. 4. — P. 043904.
169. Reversible Electric-Field-Driven Magnetic Domain-Wall Motion / K. J. A. Franke, B. Van de Wiele, Y. Shirahata, S. J. Hämäläinen, T. Taniyama, S. van Dijken // Phys. Rev. X. — 2015. — Vol. 5, issue 1. — P. 011010.
170. *Lahtinen, T. H. E.* Electric-field control of magnetic domain wall motion and local magnetization reversal / T. H. E. Lahtinen, K. J. A. Franke, S. van Dijken // Sci. Rep. — 2012. — Vol. 2, issue 1. — P. 258.
171. Domain-wall dynamics in magnetoelastic nanostripes / T. Mathurin, S. Gior-dano, Y. Dusch, N. Tiercelin, P. Pernod, V. Preobrazhensky // Phys. Rev. B. — 2017. — Vol. 95, issue 14. — P. 140405.
172. On the speed of piezostain-mediated voltage-driven perpendicular magnetization reversal: a computational elastodynamics-micromagnetic phase-field study / R.-C. Peng, J.-M. Hu, L.-Q. Chen, C.-W. Nan // NPG Asia Mater. — 2017. — Vol. 9. — e404.

173. 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.
174. *N. Hiratsuka, M. S.* Preparation of amorphous cobalt ferrite films with perpendicular anisotropy and their magneto-optical properties / M. S. N. Hiratsuka // *IEEE Trans. Magn.* — 1987. — Vol. 23. — P. 3326—3328.
175. *Brabers, V. A. M.* Progress in Spinel Ferrite Research. Vol. 8 / V. A. M. Brabers ; ed. by K. H. J. Buschow. — Elsevier, 1995.
176. *Pollack, S. R.* Specific Heat of Ferrites at Liquid Helium Temperatures / S. R. Pollack, K. R. Atkins // *Phys. Rev.* — 1962. — Vol. 125, issue 4. — P. 1248—1254.
177. *Smit, J.* Ferrites. Physical properties of ferrimagnetic oxides in relation to their technical applications / J. Smit, H. P. J. Wijn. — Eindhoven, Netherlands : Philips Research Laboratories, 1959.
178. *Teh, H. C.* Magnons and Phonons in Cobalt Ferrite / H. C. Teh, M. F. Collins, H. A. Mook // *Can. J. Phys.* — 1974. — Vol. 52, no. 5. — P. 396—398.
179. Single-crystal elastic constants of Co-Al and Co-Fe spinels / Z. Li, E. S. Fisher, J. Z. Liu, M. V. Nevitt // *J. Mater. Sci.* — 1991. — Vol. 26, no. 10. — P. 2621—2624.
180. *Blaschke, D. N.* Averaging of elastic constants for polycrystals / D. N. Blaschke // *J. Appl. Phys.* — 2017. — Vol. 122, no. 14. — P. 145110.
181. *Jiles, D.* Introduction to magnetism and magnetic materials / D. Jiles. — Springer US, 1991.
182. *Tiersten, H. F.* Linear Piezoelectric Plate Vibrations / H. F. Tiersten. — New York : Springer Science+ Business Media, LLC, 1969.
183. Piezoelectric and Acoustic Materials for Transducer Applications / ed. by A. Safari, E. K. Akdogan. — Springer, 2008.

184. *Hao, H.-Y.* Study of Phonon Dispersion in Silicon and Germanium at Long Wavelengths Using Picosecond Ultrasonics / H.-Y. Hao, H. J. Maris // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Vol. 84, issue 24. — P. 5556–5559.
185. *Hao, H.-Y.* Experiments with acoustic solitons in crystalline solids / H.-Y. Hao, H. J. Maris // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Vol. 64, issue 6. — P. 064302.
186. *Wright, O. B.* Coherent phonon detection from ultrafast surface vibrations / O. B. Wright, K. Kawashima // *Phys. Rev. Lett.* — 1992. — Vol. 69, issue 11. — P. 1668–1671.
187. *Azovtsev, A. V.* Electrical Tuning of Ferromagnetic Resonance in Thin-Film Nanomagnets Coupled to Piezoelectrically Active Substrates / A. V. Azovtsev, N. A. Pertsev // *Phys. Rev. Applied.* — 2018. — Vol. 10, issue 4. — P. 044041.
188. *Viaud, G.* Dynamic converse magnetoelectric effect in ferromagnetic nanostructures with electric-field-dependent interfacial anisotropy / G. Viaud, N. A. Pertsev // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 90, issue 6. — P. 064429.
189. Saturation Magnetostriction of Single-Crystal YIG / A. E. Clark, B. DeSavage, W. Coleman, E. R. Callen, H. B. Callen // *Journal of Applied Physics.* — 1963. — Vol. 34, no. 4. — P. 1296–1297.
190. Long-distance propagation of short-wavelength spin waves / C. Liu, J. Chen, [et al.] // *Nature Communications.* — 2018. — Vol. 9, no. 1. — P. 738.
191. Spin transfer torque on magnetic insulators / X. Jia, K. Liu, K. Xia, G. E. W. Bauer // *Europhys. Lett.* — 2011. — Vol. 96, no. 1. — P. 17005.
192. *Kapelrud, A.* Spin Pumping and Enhanced Gilbert Damping in Thin Magnetic Insulator Films / A. Kapelrud, A. Brataas // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 111, issue 9. — P. 097602.
193. Quantifying Spin Hall Angles from Spin Pumping: Experiments and Theory / O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, A. Hoffmann // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 104, issue 4. — P. 046601.

194. Spin Pumping and Inverse Spin Hall Effect in Platinum: The Essential Role of Spin-Memory Loss at Metallic Interfaces / J.-C. Rojas-Sánchez, N. Reyren, P. Laczkowski, W. Savero, J.-P. Attané, C. Deranlot, M. Jamet, J.-M. George, L. Vila, H. Jaffrès // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112, issue 10. — P. 106602.
195. Spin Hall magnetoresistance at Pt/CoFe₂O₄ 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.
196. Spin-wave logical gates / M. P. Kostylev, A. A. Serga, T. Schneider, B. Leven, B. Hillebrands // *Appl. Phys. Lett.* — 2005. — Vol. 87, no. 15. — P. 153501.
197. Realization of spin-wave logic gates / T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R. L. Stamps, M. P. Kostylev // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — Vol. 92, no. 2. — P. 022505.
198. *Khitun, A.* Spin Wave Magnetic NanoFabric: A New Approach to Spin-Based Logic Circuitry / A. Khitun, M. Bao, K. L. Wang // *IEEE Trans. Magn.* — 2008. — Vol. 44, no. 9. — P. 2141—2152.
199. Magnetostrictive thin films for microwave spintronics / D. E. Parkes, L. R. Shelford, [et al.] // *Sci. Rep.* — 2013. — Vol. 3. — P. 2220.
200. *Azovtsev, A. V.* Excitation of high-frequency magnon modes in magnetoelastic films by short strain pulses / A. V. Azovtsev, N. A. Pertsev // *Phys. Rev. Materials.* — 2020. — Vol. 4, issue 6. — P. 064418.
201. *Hao, H.-Y.* Dispersion of the long-wavelength phonons in Ge, Si, GaAs, quartz, and sapphire / H.-Y. Hao, H. J. Maris // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Vol. 63, issue 22. — P. 224301.
202. *Capel, P. J. S. van.* Time-resolved interferometric detection of ultrashort strain solitons in sapphire / P. J. S. van Capel, J. I. Dijkhuis // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 81, issue 14. — P. 144106.
203. *Kovalenko, O.* New Concept for Magnetization Switching by Ultrafast Acoustic Pulses / O. Kovalenko, T. Pezeril, V. V. Temnov // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110, issue 26. — P. 266602.

204. Generation of exchange magnons in thin ferromagnetic films by ultrashort acoustic pulses / V. Besse, A. Golov, V. Vlasov, A. Alekhin, D. Kuzmin, I. Bychkov, L. Kotov, V. Temnov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2020. — Vol. 502. — P. 166320.
205. Acoustic solitons: A robust tool to investigate the generation and detection of ultrafast acoustic waves / E. Péronne, N. Chuecos, L. Thevenard, B. Perrin // *Phys. Rev. B*. — 2017. — Vol. 95, issue 6. — P. 064306.
206. Optical Excitation of Single- and Multimode Magnetization Precession in Fe-Ga Nanolayers / A. Scherbakov, A. Danilov, [et al.] // *Phys. Rev. Applied*. — 2019. — Vol. 11, issue 3. — P. 031003.
207. Systematic study of the spin stiffness dependence on phosphorus alloying in the ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As / S. Shihab, H. Riahi, L. Thevenard, H. J. von Bardeleben, A. Lemaître, C. Gourdon // *Appl. Phys. Lett.* — 2015. — Vol. 106, no. 14. — P. 142408.