

## СПИНТРОНИКА И МАГНОНИКА

<b>Взаимодействие узкого луча спиновых волн со слабоконтрастным магнетонным кристаллом</b> <i>А.Ю. Анненков, С.В. Герус, Э.Г. Локк</i> .....	2
<b>Сверхбыстрая спиновая динамика и переключение намагниченности в ферримагнетиках</b> <i>М.Д. Давыдова, К.А. Звездин, А.К. Звездин</i> .....	5
<b>Оптическое возбуждение спиновых волн под действием сверхбыстрого изменения анизотропии в эпитаксиальных пленках галфенола</b> <i>Н.Е. Хохлов, У.Д. Красильникова, Л.А. Шелухин, А.В. Щербаков, А.М. Калашикова</i> .....	7
<b>Спиновая накачка в наноструктурах типа «Ферромагнитные наноточки/Материал с большим спин-орбитальным взаимодействием»</b> <i>А.А. Худорожков, М.Д. Давыдова, П.Н. Скирдков, И.Л. Киндяк, К.А. Звездин, А.К. Звездин</i> .....	9
<b>Магнитные и магнитоэлектрические свойства редкоземельного лангасита <math>\text{Ho}_{0,09}\text{La}_{2,91}\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}</math></b> <i>Н.В. Костюченко, А.А. Мухин, А. Рипенов, L. Weymann, А.И. Попов, А.К. Звездин</i> .....	11
<b>Би-сквид как линейный преобразователь магнитного сигнала в напряжение</b> <i>Д.Е. Базулин, В.К. Корнев, Н.В. Колотинский</i> .....	12
<b>Транзитный захват сигналов при спектральном анализе с использованием спинтронных осцилляторов</b> <i>А.Р. Сафин, А.А. Митрофанов, Н.Н. Удалов, М.В. Капранов</i> .....	15

## Взаимодействие узкого луча спиновых волн со слабоконтрастным магнетным кристаллом

А.Ю. Анненков, С.В. Герус, Э.Г. Локк

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)  
[amts-f@mail.ru](mailto:amts-f@mail.ru)

В данной работе рассматривается распространение узкого луча спиновых волн (СВ) через слабоконтрастный магнетный кристалл, создаваемый в плёнке железитриевого граната (ЖИГ) пространственно-периодическим магнитным полем. Взаимодействие спиновых волн с магнетными кристаллами ранее рассматривалось в ряде работ, например [1, 2].

Геометрия задачи представлена на рис. 1. Периодическое магнитное поле магнетного кристалла формировалось наложенными на пластину ЖИГ отрезками магнитофонной ленты с записанным синусоидальным периодическим сигналом. Для совмещения максимумов записанных на ленту синусоидальных сигналов использовался метод визуализации магнитных доменов, наведенных магнитофонной записью, основанный на фарадеевском вращении и подробно описанный в [3].

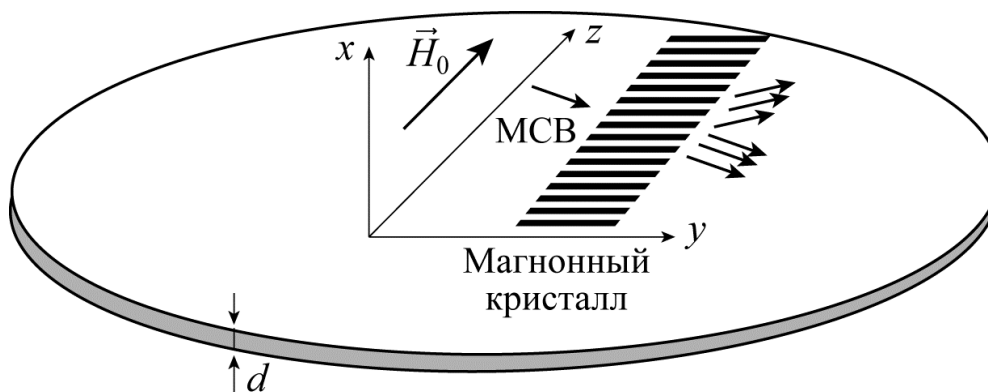


Рис. 1. Геометрия задачи

Для создания сверхнаправленного пучка СВ выбиралось такое направление групповой скорости (относительно магнитного поля), при котором дифракционная расходимость луча на данной частоте была минимальной [4]. В данном случае возбуждающий преобразователь в виде линейного СВЧ-тока ориентировался под углом около  $45^\circ$  к полю подмагничивания, при котором на частотах возбуждения около 3000 МГц в плёнке ЖИГ возбуждались слабо расплывающиеся лучи поверхностных СВ.

На пути распространения пучка СВ располагался участок магнетного кристалла, созданного магнитофонными лентами. При взаимодействии с магнетным кристаллом одна часть энергии волны дифрагировала на периодической структуре кристалла, в результате чего образовывалась волна с новым направлением групповой скорости, а другая часть волны проходила дальше. Продифрагировавшая волна в свою очередь подвергалась повторной дифракции, образуя волну с исходным направлением. Таким образом, на выходе присутствовало множество как смещенных лучей с тем же направлением, так и продифрагировавших лучей, имеющих другое направление. Полученная картина сильно зависела от частоты и от направления вектора решётки

кристалла. Кристалл позволял менять параметры прошедшей волны: количество лучей, их направления, амплитуды и так далее.

Распределения полей СВ измерялись щупом в виде микропетли, который сканировал плоскость плёнки в двух взаимно перпендикулярных направлениях –  $Y$  и  $Z$  [5]. Во время эксперимента использовалась развертка по частоте, позволяющая измерять комплексный коэффициент передачи сразу в некотором диапазоне частот. Измеряемые величины оцифровывались с помощью АЦП и передавались на компьютер. Каждый отсчет содержал информацию о реальной и мнимой компонентах комплексного коэффициента передачи, координатах  $y$  и  $z$  щупа и текущего значения частоты. Обработка полученных данных на компьютере с помощью специально разработанного алгоритма позволила извлекать распределения комплексного коэффициента передачи по поверхности ферритовой пластины для любой частоты из сканируемого диапазона.

На рис. 2 представлены картины дифракции сверхнаправленного пучка на магнном кристалле.

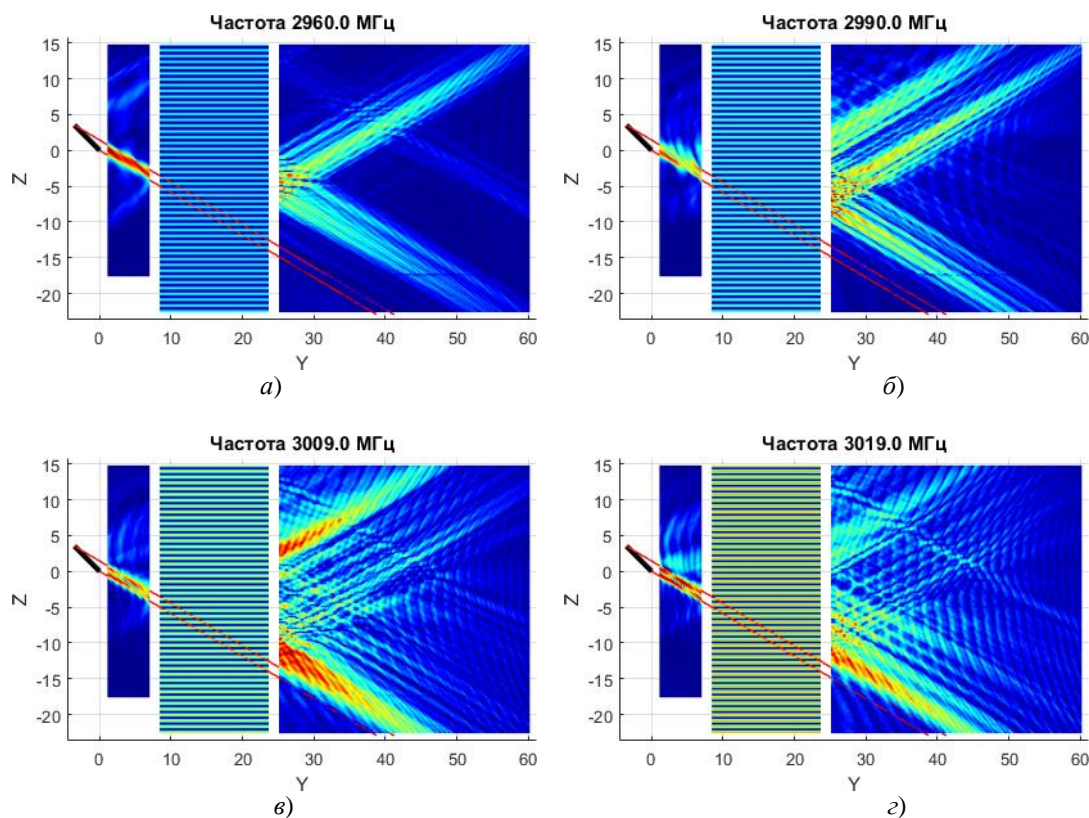


Рис. 2. Двухмерные распределения амплитуды поверхностных СВ при их дифракции на слабоконтрастном магнном кристалле для разных частот (а–г). Оси  $YZ$  лежат в плоскости плёнки ЖИГ, размеры указаны в миллиметрах. Поле подмагничивания величиной 500 Э направлено вдоль оси  $Z$ . Намагниченность насыщения  $4\pi M = 1850$  Гс, толщина ферритовой плёнки  $h = 15$  мкм. Чёрный отрезок изображает линейный СВЧ-ток, являющийся возбуждающим преобразователем. Красные линии, идущие от преобразователя, соответствуют распространению луча СВ при отсутствии магнного кристалла. Магнный кристалл показан в виде прямоугольника, заполненного чередующимися полосами, шаг которых равен периоду решётки 810 мкм. Цветовая гамма распределения СВ соответствует увеличению амплитуды СВ от синего (малая амплитуда) до красного (большая амплитуда).

Вектор решётки магнного кристалла  $\mathbf{q}$  ориентирован параллельно полю подмагничивания. Величина вектора  $\mathbf{q}$  была выбрана так, чтобы для падающего луча были сформированы условия, близкие к созданию брэгговской дифракции [6].

Брэгговская дифракция является эффектом, резко зависящим от частоты. Сверхнаправленность ПСВ также имеет достаточно заметную частотную зависимость [4]. В результате при небольшом изменении частоты (около 100 МГц) в образце ферритовой плёнки ЖИГ наблюдается целый набор совершенно разных распределений волн.

На рис. 2,а представлена картина, в наибольшей степени соответствующая режиму брэгговской дифракции сверхнаправленного луча. Виден узкий хорошо сформированный падающий луч слева от магнетонного кристалла. Справа от кристалла наблюдаются два луча, распространяющиеся в разные стороны симметрично относительно некоторой горизонтальной оси. Это прошедший основной луч нулевого порядка дифракции и продифрагировавший брэгговский луч первого порядка. Отметим, что основной луч оказался сдвинутым вверх относительно исходного падающего луча и оба прошедших луча за счёт взаимодействия с периодической структурой кристалла оказались гораздо шире падающего луча.

С увеличением частоты начинается процесс дифракционного расплывания падающего луча, при этом перестают выполняться условия брэгговской дифракции для основной части падающего луча, но зато за счёт дифракционного расплывания появляются компоненты луча, для которых эти условия ещё выполняются. На рисунках 2,б–г показана трансформация дифракционной картины при изменении частоты. На рис. 2,б появляется второй луч первого порядка дифракции. На рис. 2,в этот второй луч становится преобладающим, а первый практически пропадает, прошедший луч нулевого порядка дифракции сдвигается ближе к положению исходного луча. На рис. 2,г лучи первого порядка становятся еле заметными, но зато появляются много сравнительно слабых дублёров у лучей первого и второго порядка дифракции.

Проведенное экспериментальное исследование подтвердило наличие сильного взаимодействия СВ с магнетонным кристаллом на частоте, при которой выполняются условия брэгговской дифракции. Полученное разнообразие распределений для разных частот говорит о сложном механизме взаимодействия, требующем дальнейших исследований.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.Ю. Анненков, С.В. Герус // Труды XXI Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы». 15–17 ноября 2017. М.: МЭИ. С. 113–117.
2. А.Ю. Анненков, С.В. Герус // Известия РАН. Сер. Физическая. 2017. Т. 81. № 8. С. 1091–1094.
3. С.В. Герус и др. «Способ определения напряженности статического периодического магнитного поля» / А.с. №1396761. Оpubл. в Б.И. 1989. № 39. С. 278.
4. Э.Г. Локк // УФН. 2012. Т. 182. № 12. С. 1327–1343.
5. А.Ю. Анненков, С.В. Герус // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 5. С. 572–577.
6. С.В. Герус «Магнитостатические волны в пространственно-периодических и двумерно-неоднородных магнитных полях» / Диссертация и Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Москва. 2010.

## Сверхбыстрая спиновая динамика и переключение намагниченности в ферромагнетиках

М.Д. Давыдова<sup>1,2</sup>, К.А. Звездин<sup>1,2</sup>, А.К. Звездин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (Государственный университет)

<sup>2</sup>Институт общей физики РАН имени А.М. Прохорова

[davydova@phystech.edu](mailto:davydova@phystech.edu)

Оптически индуцированная сверхбыстрая динамика намагниченности и её переключение при помощи фемтосекундных лазерных импульсов являются одной из «горячих» тем в магнетизме в последние годы. Осуществление оптического переключения намагниченности в магнетике на наноразмерных масштабах является ключом к созданию энергоэффективной и рекордно быстрой магнитной памяти.

Недавняя экспериментальная демонстрация нетермического переключения намагниченности в прозрачной плёнке магнитного диэлектрика YIG:Co (иттриевого феррита-граната, легированного кобальтом) при помощи линейно поляризованного фемтосекундного лазерного импульса [1] является важным шагом на этом пути.

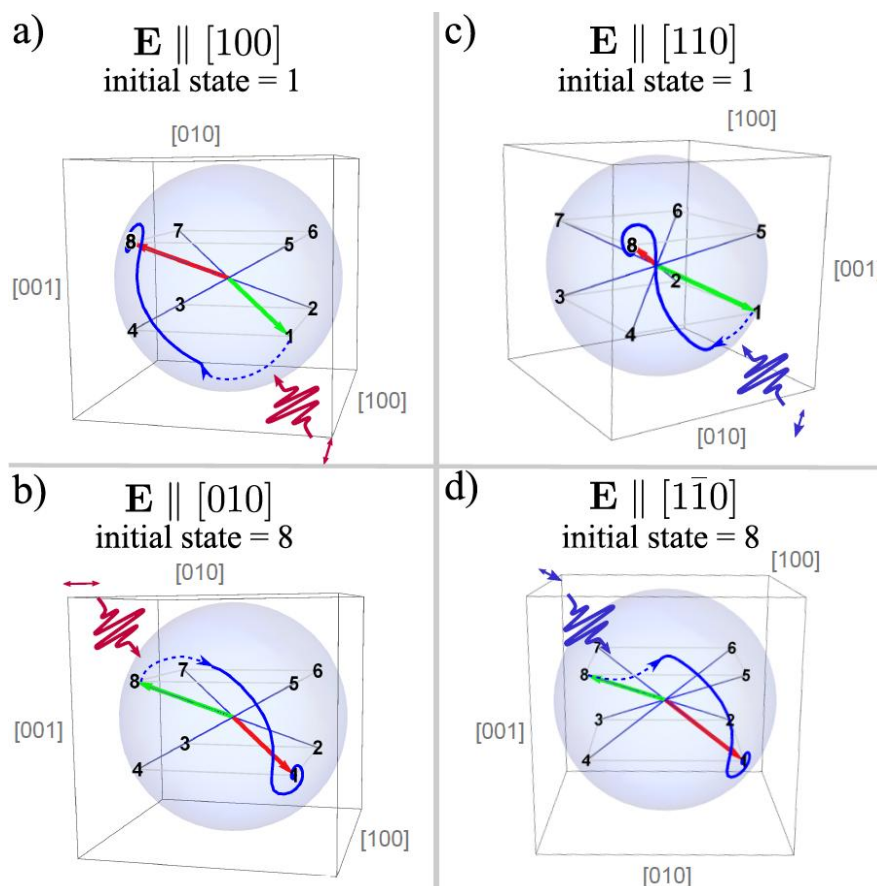


Рис. 1. Симуляция динамики вектора намагниченности в плёнке YIG:Co, происходящая после воздействия на плёнку фемтосекундным лазерным импульсом при различных начальных состояниях системы, демонстрирующая возможности записи и стирания информации при помощи изменения поляризации импульса. Возможные равновесные направления намагниченности обозначены цифрами 1–8. Под действием лазерного излучения вектор намагниченности отклоняется, что показано пунктирной линией, после чего происходит свободная динамика (сплошная синяя линия). a,b) – начальное состояние 1 переходит в состояние 8, после чего осуществляется обратный процесс при помощи поляризаций [100] и [010], соответственно. c,d) – тот же процесс, осуществленный при помощи поляризаций [110] и [1-10].

Отдельный интерес для исследования сверхбыстрой динамики, вызванной действием фемтосекундных лазерных импульсов, представляют материалы с точкой компенсации. При температуре компенсации намагниченности подрешётки железа и редкой земли равны, а при температурах выше и ниже её отличаются, что делает такие материалы антиферромагнетиками в точке компенсации. Характерные частоты для таких систем определяются обменным полем и являются намного большими, чем характерные частоты в подобных процессах в ферромагнетиках. Кроме того, для таких ферромагнетиков фазовая диаграмма в координатах «Н-Т» обладает рядом особенностей [2], благодаря чему может наблюдаться необычный характер динамики в окрестности этих точек [3]. Это делает изучение сверхбыстрой динамики и переключений в ферромагнетиках с точкой компенсации достаточно привлекательной темой также с фундаментальной точки зрения.

Был объяснен механизм нетермического переключения намагниченности в прозрачных диэлектриках типа YIG:Co. Модель основывалась на нелинейных уравнениях Ландау-Лифшица-Гильберта, а действие лазерного импульса учитывалось в виде дополнительного спинового вращающего момента (optical spin-torque), квадратичного по электрическому полю лазерного импульса. Было исследовано два варианта линейной поляризации лазерного импульса: вдоль семейств направлений  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$ , и были изучены особенности динамики намагниченности в каждом из случаев. Результаты моделирования были сравнены с экспериментом [1]. Получены фазовые диаграммы результата переключения намагниченности в координатах «константа затухания Гильберта – интенсивность лазерного импульса». Было найдено, что в зависимости от этих параметров осуществимы различные режимы записи и перезаписи информации. Так, при одной интенсивности повторное применение импульса одной и той же поляризации не меняет состояния домена, а применение импульса перпендикулярной поляризации осуществляет «стирание». При увеличении интенсивности система достигает режима, при котором одна и та же поляризация импульса осуществляет как запись, так и стирание информации.

Рассматривался также другой механизм возбуждения динамики намагниченности, заключающийся в термическом размагничивании одной из подрешёток. Для этого частота лазерного импульса должна лежать в области поглощения материала. Мы использовали нелинейные уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта для материала с кубической анизотропией (в качестве примера были взяты параметры гадолиний-галлиевого граната) в присутствии внешнего магнитного поля для моделирования динамики намагниченности под действием размагничивающего лазерного импульса. Было показано, что при определённом изменении намагниченности одной из подрешёток возможно переключение намагниченности. Были изучены особенности динамики и переключения намагниченности для различных внешних параметров (магнитного поля и температуры), и, таким образом, изучены особенности динамики в проекции на фазовую диаграмму материала.

Работа была выполнена при поддержке РФФ, грант № 17-12- 01333.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Stupakiewicz et al. // Nature, 2017, No. 542, P. 71–74.
2. А.К. Звездин, А.Ф. Попков // Физика металлов и металловедение, 1977, Т. 44, № 4, С. 686.
3. C. Stanciu et al. // R Physicaleview B, 2006, V. 73 No. 22, P. 220402.

## Оптическое возбуждение спиновых волн под действием сверхбыстрого изменения анизотропии в эпитаксиальных пленках галфенола

Н.Е. Хохлов<sup>1</sup>, У.Д. Красильникова<sup>1,2</sup>, Л.А. Шелухин<sup>1</sup>, А.В. Щербаков<sup>1,3</sup>,  
А.М. Калашникова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>Experimental Physics II, Technical University Dortmund, Dortmund, Germany  
[n.e.khokhlov@yandex.ru](mailto:n.e.khokhlov@yandex.ru)

Цифровые технологии будущего требуют создания новых устройств обработки сигналов, сочетающих в себе быстродействие, компактность и низкое потребление энергии. Перспективным подходом к решению этой проблемы является использование спинового транспорта для передачи информации, и спин-волновой логики - для ее обработки [1]. Для этого, в частности, необходима разработка новых эффективных подходов к генерации спинового транспорта, предоставляющих возможность управления его параметрами в широких пределах. Не менее важной задачей является поиск материалов и создание наноструктур, обладающих наилучшими характеристиками для распространения спиновых волн и спинового транспорта.

В свете этих задач сверхбыстрая генерация когерентных спиновых возбуждений в наноструктурах под действием фемтосекундных лазерных импульсов является одним из наиболее актуальных направлений в современном магнетизме [2,3]. Исследования последних лет [4-7] показали, что лазерные импульсы могут стать альтернативой традиционным микроволновым методам генерации спиновых волн и даже превзойти их по ряду параметров: быстродействие, локализация, возможность бесконтактного доступа. Однако в настоящее время спектр материалов, в которых было продемонстрировано лазерно-индуцированное возбуждение спиновых волн, весьма ограничен: в экспериментах использовались тонкие пленки ферритов-гранатов [4,5], пермаллоя [6] и CoFeB [7], демонстрирующие малое гильбертово затухание и слабую магнитную анизотропию в плоскости.

В данной работе мы представляем результаты первого экспериментального исследования оптического возбуждения спиновых волн в тонких пленках ферромагнитного сплава железа и галлия – галфенола. Для исследований выбрана пленка  $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$  толщиной 20 нм, выращенная методом магнетронного распыления на подложке (100)-GaAs. Галфенол обладает большой намагниченностью насыщения (до 2 Тл) и высокой добротностью ферромагнитных резонансов в сочетании с выраженной магнитокристаллической анизотропией [8]. Сверхбыстрое изменение параметров анизотропии под действием импульсного оптического возбуждения запускает прецессию намагниченности [9], и этот механизм возбуждения остается эффективным при приложении внешнего магнитного поля в плоскости пленки.

Выполненные в такой геометрии эксперименты проводились в схеме двуцветной накачки-зондирования с фемтосекундным временным и микронным пространственным разрешением. Импульсы накачки и зондирования, длительностью 100 фс фокусировались с помощью микрообъективов в пятна диаметром 1.5 мкм. Двухкоординатный пьезотранслятор использовался для относительного пространственного смещения лучей относительно друг друга, обеспечивая пространственное разрешение 100 нм. Временное разрешение обеспечивалось механическим линейным транслятором, изменяющим задержку между импульсами накачки и зондирования. Постоянное внешнее магнитное поле напряженностью 100 мТ

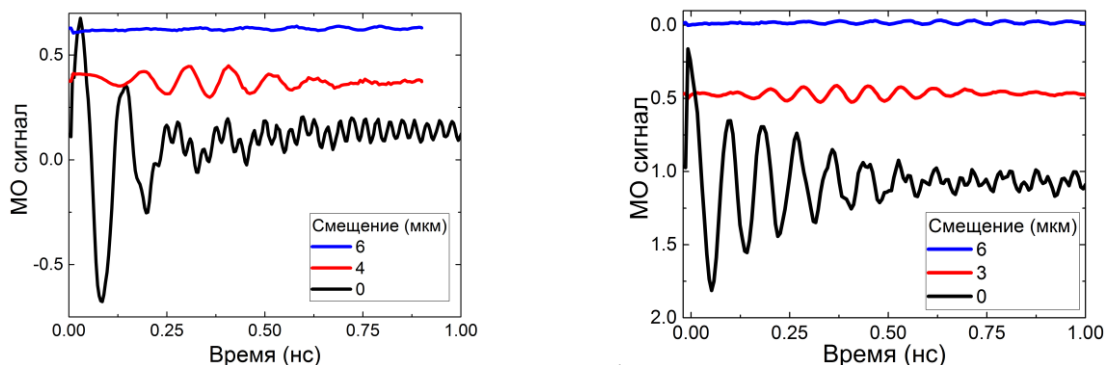


Рис. 1. Магнитооптический отклик пленки при разных относительных смещениях в пространстве импульсов накачки и зондового. Направление внешнего магнитного поля (слева)  $44^\circ$  и (справа)  $22^\circ$  относительно легкой оси анизотропии.

было приложено в плоскости пленки, азимутальный угол между направлением поля и легкой осью анизотропии варьировался в пределах  $0-180^\circ$ .

В выполненных измерениях мы зафиксировали распространение поверхностных прямых и объемных обратных спиновых волн на расстояния до 10 мкм от области возбуждения. Наличие выраженной анизотропии в плоскости образца приводит к нескольким важным особенностям, не наблюдавшимся ранее в экспериментах с ферромагнитными пленками без выраженной анизотропии в плоскости. Так фазовая и групповая скорости спиновых волн обоих типов, а также форма волновых пакетов демонстрируют сильную зависимость от взаимной ориентации магнитного поля и осей анизотропии (рис.1). Мы связываем эту зависимость с возбуждением спиновой волны в результате сверхбыстрого изменения магнитокристаллической анизотропии, а не сверхбыстрых размагничивания [6,7] или оптомагнитного эффекта [4,5].

Полученные результаты показывают, что оптическое возбуждение в анизотропных магнитных пленках добавляет новые степени свободы для генерации спиновых волн с требуемыми характеристиками. Важно, что возбуждение спиновых волн за счет сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии может быть реализовано в материалах с различной электронной структурой [11,12]. Это снимает целый ряд ограничений, накладываемых на свойства материалов [4,5] и геометрию эксперимента [6,7] при возбуждении за счет других механизмов.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант № 16-12-10485).

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. Csaba, Á. Papp, W. Porod // Phys. Lett. A, 381, 1471 (2017).
2. А.М. Калашникова, А.В. Кимель, Р.В. Писарев // УФН 185, 1064 (2015).
3. D. Bossini et al. // ACS Photonics 3, 1385 (2016).
4. Y. Hashimoto et al. // Nature Commun. 8, 15859 (2017).
5. A.I. Chernov et al. // Optics letters 42, 279 (2017).
6. Y. Au et al. // Phys. Rev. Lett. 110, 097201 (2013).
7. S.-J. Yun et al. // Appl. Phys. Express 8, 063009 (2015).
8. H. Wang et al. // Sci. Rep. 3, 3521 (2013).
9. V.N. Kats et al. // Phys. Rev. B 93, 214422 (2016).
10. Y. Hashimoto et al. // Phys. Rev. Lett. 100 067202 (2006).
11. L.A. Shelukhin et al. // Phys. Rev. B 97, 014422 (2018).



## Спиновая накачка в наноструктурах типа «Ферромагнитные наноточки/Материал с большим спин-орбитальным взаимодействием»

А.А. Худорожков<sup>1,2,3</sup>, М.Д. Давыдова<sup>1,3</sup>, П.Н. Скирдков<sup>1,2,3</sup>, И.Л. Киндяк<sup>1,2,3</sup>,  
К.А. Звездин<sup>1,2,3</sup>, А.К. Звездин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Московский Физико-Технический Институт, 141700, Долгопрудный, Российская Федерация

<sup>2</sup>Российский Квантовый Центр, 143025, Сколково, Москва, Российская Федерация

<sup>3</sup>Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, Российская Федерация

[khudorozhkov@phystech.ru](mailto:khudorozhkov@phystech.ru)

Было проведено теоретическое и численное исследование спиновой накачки при различных режимах динамики намагниченности в магнитных гетероструктурах типа “ферромагнитные наноточки/материал с гигантским спин-орбитальным взаимодействием” при возбуждении микроволновым магнитным полем. Гетероструктура представляет собой пермаллоевые цилиндрические наноточки с диаметром, варьируемым в пределах от 100 до 400 нм, расположенные на тонком слое материала с гигантским спин-орбитальным взаимодействием (Рис. 1). В качестве такого материала могут использоваться как перспективные на сегодняшний день 3D топологические изоляторы ( $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ), так и немагнитные металлы, такие как Pt. В результате динамики намагниченности происходит генерация спинового тока из ферромагнетика в слой с большим спин-орбитальным взаимодействием, где благодаря спин-зарядовой конверсии возникает постоянное напряжение.

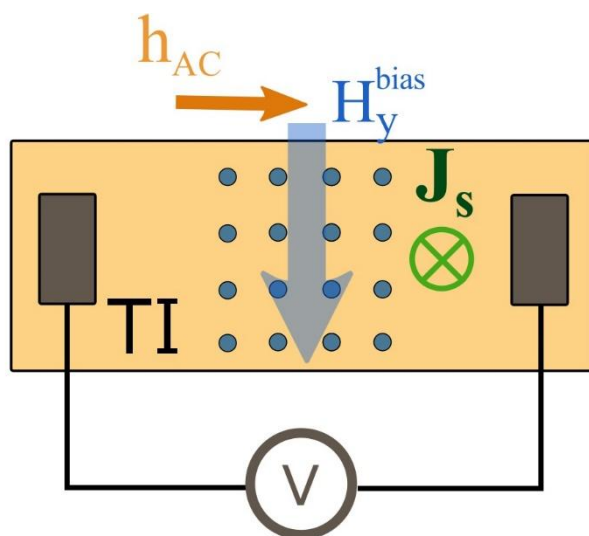


Рис. 1. Принципиальная схема установки по измерению постоянного напряжения, возникающего в результате обратного спинового эффекта Холла при возбуждении динамики намагниченности в пермаллоевых наноточках (показано синим), расположенных на поверхности топологического изолятора (ТИ) при помощи микроволнового магнитного поля  $h_{AC}$ .  $H_y^{bias}$  – постоянное магнитное поле в плоскости образца,  $J_s$  – спиновый ток, генерируемый в направлении, перпендикулярном плоскости.

Рассматриваются различные режимы динамики намагниченности, от однородного до вихревого, реализующиеся при различных параметрах структуры и внешних полей. При описании накачки спинового тока в материал подложки были учтены два возможных механизма его конверсии в зарядовый ток: обратный спиновый эффект Холла [1], который имеет место в объеме материала со спин-орбитальным взаимодействием, и обратный эффект Рашбы-Эдельштейна [2], имеющий место на поверхности. Используя результаты микромагнитного моделирования динамики

намагниченности в гетероструктуре, были рассчитаны распределения генерируемого спинового тока в слой подложки и соответствующие распределения электрического поля, из которых было оценено результирующее постоянное напряжение для каждого случая.

Для безвихревой динамики намагниченности в наноточках в сигнале спин-пампинга наблюдаются два максимума, соответствующие двум различным значениям постоянного магнитного поля. Эти резонансы соответствуют однородной и краевой модам динамики намагниченности в наноточках. Результаты для случая квази-однородной динамики были подтверждены в недавнем эксперименте [3]. Кроме того, была показана возможность генерации постоянного напряжения от вихревого распределения намагниченности. Эффективность генерации в этом случае на порядок ниже, чем в однородном, однако использование массивов наноточек с магнитными вихрями привлекательно с практической точки зрения в связи с другими явлениями, которые могут происходить одновременно со спиновой накачкой, такие, как нелинейная синхронизация и коллективная динамика.

Работа была выполнена при поддержке РФФ, грант № 17-12-01333.

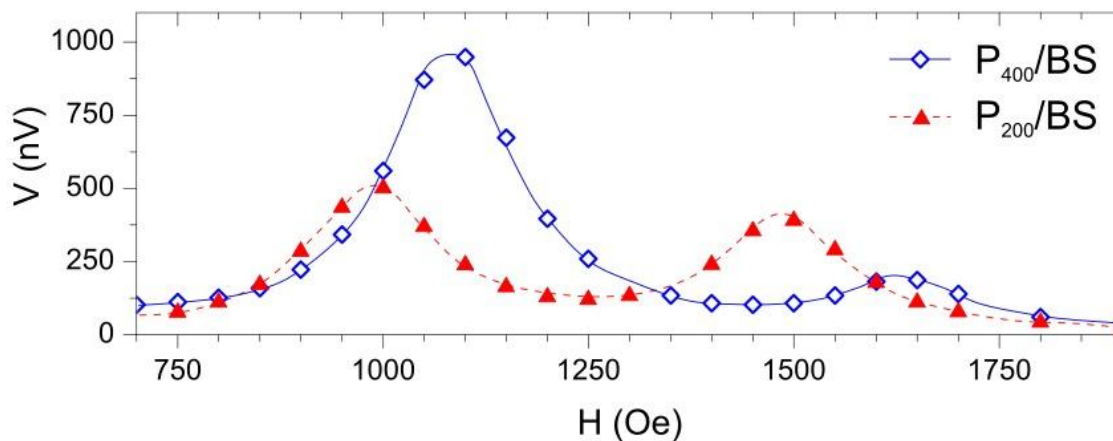


Рис. 2. Рассчитанная величина возникающей на структуре у-компоненты постоянного напряжения в зависимости от приложенного постоянного магнитного поля в случае квази-однородной динамики намагниченности. Амплитуда переменного магнитного поля в перпендикулярном ему направлении в плоскости образца равна 0.44 Э, частота – 9.8 ГГц. Структура представляет собой массив 500×1000 наноточек диаметром 200 нм (красный) и 400 нм (синий) с расстоянием 1 мкм между ними в каждом направлении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Saitoh et al. // Appl. Phys. Lett. 2006.88, 182509.
2. S. Zhang, A. Fert // Phys. Rev. B. 2016. **94**, 184423.
3. H.C. Han et al. // Appl. Phys. Lett. 2017 V. 111 No. P. 182411.

## Магнитные и магнитоэлектрические свойства редкоземельного лангасита $\text{Ho}_{0.09}\text{La}_{2.91}\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$

Н.В. Костюченко<sup>1</sup>, А.А. Мухин<sup>2</sup>, А. Pimenov<sup>3</sup>, L. Weymann<sup>3</sup>, А.И. Попов<sup>1,4</sup>,  
А.К. Звездин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>3</sup> Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Wien, Vienna, Austria

<sup>4</sup> Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники», Зеленоград, Россия

В этом исследовании мы изучали как экспериментально, так и теоретически свойства легированного гольмием редкоземельного лангасита  $\text{Ho}_{0.09}\text{La}_{2.91}\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ . Магнитное и магнитоэлектрическое поведение в монокристаллическом  $\text{Ho}_{0.09}\text{La}_{2.91}\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  вдоль основных кристаллографических направлений изучено в широком диапазоне магнитных полей и температур.

Чтобы объяснить наблюдаемые свойства, мы применили теоретический подход, успешно использованный ранее для редкоземельных боратов [1-4]. Мы расширили квантовую теорию магнитоэлектрического эффекта на легированный гольмием редкоземельный лангасит  $\text{Ho}_{0.09}\text{La}_{2.91}\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ . Из сравнения теоретических результатов и экспериментальных данных мы оценили параметры кристаллического поля и магнитоэлектрического гамильтониана. Предлагаемая модель с успехом объясняет как магнитные, так и магнитоэлектрические свойствами лангасита, легированного Ho.

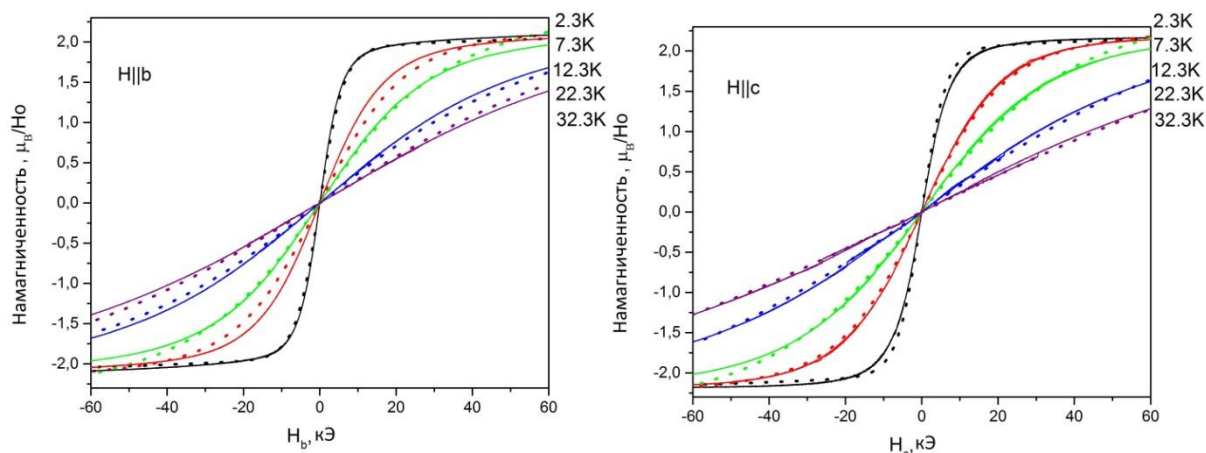


Рис. 1: Сравнение экспериментальных (сплошные линии) и теоретических (штриховые линии) кривых намагничивания вдоль двух кристаллографических осей в гольмиевом разбавленном лангасите  $\text{Ho}_{0.09}\text{La}_{2.91}\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. A.I. Popov, D.I. Plokhov, and A.K. Zvezdin // Phys. Rev. B, **86**, (2012).
2. A.I. Popov, D.I. Plokhov, and A.K. Zvezdin // Phys. Rev. B, **87**, 024413 (2013).
3. N.V. Kostyuchenko, A.I. Popov, A.K. Zvezdin // SSP. **54**, is. 8, 1493 (2012).
4. A.M. Kadomtseva et al. // Phys. Rev. B **89**, 014418 (2014).

## Би-сквид как линейный преобразователь магнитного сигнала в напряжение

Д.Е. Базулин, В.К. Корнев, Н.В. Колотинский  
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия  
[de.bazulin@physics.msu.ru](mailto:de.bazulin@physics.msu.ru)

Устройства на основе сверхпроводящих квантовых интерферометров – сквидов (SQUID, Superconducting Quantum Interference Device) – используются для точного измерения изменения магнитного потока ( $\sim 10^{-6}$  от кванта магнитного потока) и известны с 70-х годов прошлого столетия. Благодаря своей высокой чувствительности они нашли широкое применение в экспериментальной физике, медицине, геологии, магнитных измерительных системах (MPMS) и многих других областях. В силу того, что линейность отклика напряжения сквидов существенно ограничена, следящей обратной связи для достижения необходимой линейности выходного сигнала и требуемого динамического диапазона в низкочастотных устройствах на основе сквидов используется внешняя цепь следящей обратной связи (включающая как минимум один интегратор). Ограниченное быстродействие такой цепи накладывает ограничение на верхнюю частоту сигналов в таких устройствах ( $\sim 0,1$ – $1$  МГц), в то время как потенциал самих сквидов простирается как минимум до десятков гигагерц.

Для решения данной проблемы в 2009 году была предложена концепция би-сквида - устройства, позволяющего достичь высокой степени линейности отклика напряжения и поэтому избежать ограничений, возникающих при использовании внешней цепи обратной связи. Конструктивно би-сквид представляет собой двухконтактный квантовый интерферометр с дополнительным джозефсоновским переходом, образующим вместе с основной индуктивностью одноконтактный сквид (рис. 1). Основная идея заключается в следующем: магнитный поток, прикладываемый к одноконтактному контуру устройства, преобразуется нелинейным образом в джозефсоновскую фазу третьего перехода, которая затем прикладывается к двухконтактному сквиду и преобразовывается нелинейно в выходное напряжение [1]. Если данные преобразования сделать взаимно обратными, то на выходе будет наблюдаться высоколинейная (до 80-100 дБ) периодическая зависимость выходного напряжения от приложенного магнитного потока.

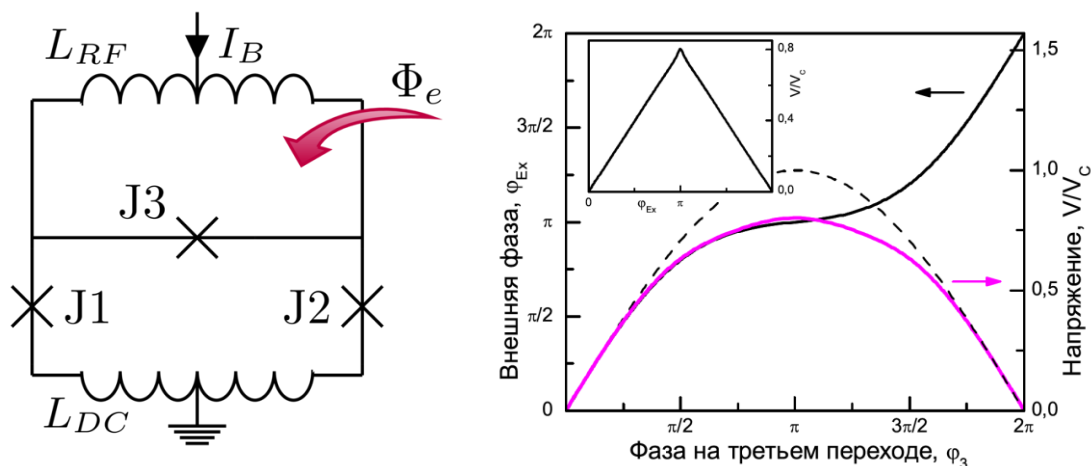


Рис. 1. Эквивалентная электрическая схема би-сверхпроводящего квантового интерферометра (слева) и два последовательных нелинейных преобразования (справа): поток-фаза (сплошная черная линия) и фаза-напряжение (розовая линия) при токе смещения  $I_B = 2I_c$ , где  $I_c$  - критический ток базовых джозефсоновских переходов J1 и J2; штриховой линией показана зависимость  $V/V_c = |\sin\phi_3|$ .

Высокая линейность выходного сигнала би-сквида необходима для исключения интермодуляционных искажений в широкополосном режиме работы. В этом случае появляется возможность создавать на основе би-сквидов широкополосные устройства, позволяющие принимать и усиливать сигналы от многих источников различной интенсивности без образования ложных компонент, обусловленных эффектами нелинейного смещения частот.

Основным настроечным параметром, отвечающим за характер преобразований и, следовательно, за достижимый уровень линейности, является величина критического тока дополнительного, третьего, джозефсоновского перехода. В свою очередь, как показали расчеты, его оптимальная величина заметно зависит от всех индуктивных параметров устройства и их соотношений. Поскольку значение данного параметра является фиксированным, то есть его невозможно изменить в процессе использования би-сквида, необходимо точное проектирование этого устройства и затем его точное изготовление. Однако существование технологического разброса параметров неизбежно ограничивает точность воспроизведения параметров устройства. Поэтому крайне важной задачей является решение многопараметрической проблемы для нахождения условий (набора параметров), дающих достаточно широкий допустимый диапазон оптимальных значений параметров би-сквида с сохранением требуемой линейности его характеристик [2]. Эта задача имеет первостепенную важность для создания многих востребованных практических устройств на основе би-сквидов.

Для расчета линейности отклика был использован стандартный однотоновый метод анализа. В рамках данного метода линейность (в дБ) вычисляется как отношение амплитуды наибольшей гармоники  $B_k$  в спектре выходного сигнала к амплитуде основного тона  $B_1$  при условии задания на вход устройства строго гармонического сигнала  $\Phi = A \sin(\omega t)$ :

$$\text{Lin} = 20 \ln \left\{ \frac{B_1}{\max\{B_k\}} \right\} \quad (1)$$

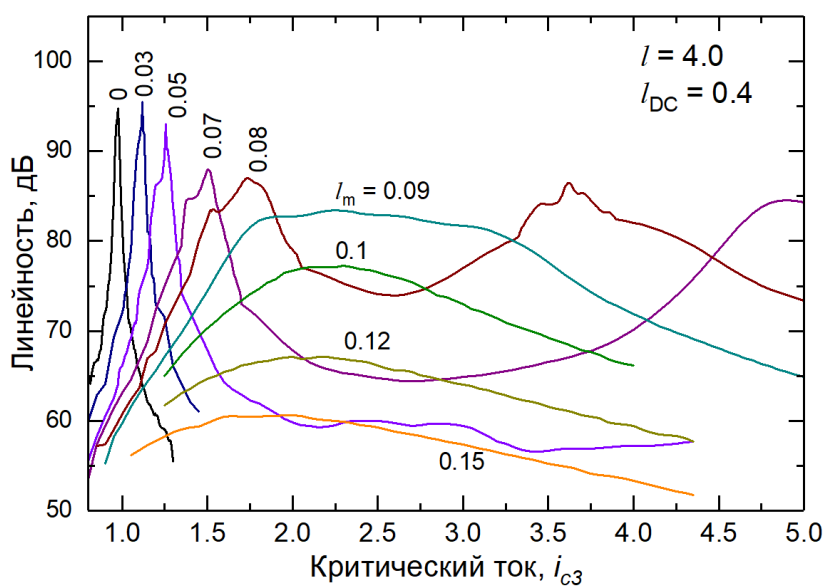


Рис. 2. Зависимость линейности отклика напряжения би-сквида от нормированной величины критического тока третьего перехода  $i_{c3} = I_{c3}/I_c$  для разных нормированных значений общей части индуктивности контуров  $l_m$ .

Амплитуда  $A$  гармонического сигнала задавалась при вычислениях такой, чтобы размах выходного сигнала составлял  $1/3$  максимального размаха отклика напряжения би-сквида. Вычисление выходного сигнала осуществлялось путем умножения входного гармонического сигнала на предварительно рассчитанный отклик напряжения би-сквида  $V(\Phi)$ , и после анализа спектра выходного напряжения линейность рассчитывалась по формуле (1) как отношение амплитуды основного тона к амплитуде наибольшей из основных гармоник.

По результатам вычислений строились семейства зависимости линейности от значения критического тока третьего перехода при различных значениях всех индуктивных параметров устройства (рис. 2). По данным зависимостям определялись области достижимой линейности в пространстве индуктивных и токовых параметров би-сквида, что позволило выделить такие соотношения параметров, при которых сохраняется высокий уровень линейности сигнала (не менее 70 дБ) в сочетании с широким допустимым диапазоном разброса этих параметров. По итогам работы были сделаны следующие выводы:

1) Линейность выходного сигнала би-сквида может достигать высоких значений порядка 90...100 дБ в достаточно широком диапазоне значений нормированной величины индуктивности  $l = 2\pi I_c L / \Phi_0$  одноконтактного контура би-сквида от  $l = 1$  до  $l = 6$  при условии малости нормированных величин индуктивности второго контура  $l_{DC}$  и общей части индуктивности контуров  $l_m$ .

2) Значение критического тока дополнительного, третьего, джозефсоновского перехода  $i_{c3} = I_{c3} / I_c$ , отвечающее наивысшей линейности выходного сигнала, является функцией всех трех индуктивных параметров:  $l$ ,  $l_{DC}$  и  $l_m$ . В отсутствие общей части индуктивности контуров  $l_m$ , ширина пика линейности мала и составляет (на уровне 10 дБ от максимума) примерно 3% от величины  $i_{c3}$ , при которой достигается максимум линейности.

3) Существование общей части индуктивностей контуров би-сквида  $l_m$  изменяет значение  $i_{c3}$ , при котором достигается максимум линейности, и одновременно с ростом этой индуктивности в некоторых ограниченных пределах наблюдается существенное расширение и сглаживанию пика линейности как функции параметра  $i_{c3}$ . Дальнейшее увеличение этой индуктивности сопровождается плавным снижением достижимой линейности отклика напряжения би-сквида.

4) В области оптимальных значений параметра  $l_m$  (от 0.07 до 0.1) линейность выходного сигнала би-сквида на уровне 70...80 дБ достигается в широкой области значений критического тока третьего джозефсоновского перехода, в результате чего допустимый технологический разброс критических токов джозефсоновских переходов может достигать 50 – 100%.

Результаты проведенных исследований важны для создания на основе би-сквидов высокочувствительных широкополосных устройств, таких как широкополосные усилители и активные электрически малые антенны.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант №17-72-10241).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V.K. Kornev et al. // Superconductor Science and Technology. 2009. Vol. 22, no. 11. p. 114011
2. V.K. Kornev et al. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2017. Vol. 27, no. 4. pp. 1–4.

## Транзитный захват сигналов при спектральном анализе с использованием спинтронных осцилляторов

А.Р. Сафин, А.А. Митрофанов, Н.Н. Удалов, М.В. Капранов  
Национальный исследовательский университет «МЭИ»  
[arsafin@gmail.com](mailto:arsafin@gmail.com)

В настоящее время ведутся активные исследования по созданию миниатюрных источников колебаний в диапазоне сверхвысоких частот. Одними из перспективных кандидатов на эту роль являются спинтронные осцилляторы (СО), обладающие размерами в десятки и сотни нанометров [1] и перестраиваемые в диапазоне от долей до десятков гигагерц. Основным недостатком таких генераторов является низкая выходная мощность генерируемых колебаний, достигающая сотен нановатт. Одним из способов повышения мощности устройств на базе СО является объединение их в ансамбли с целью синхронизации и сложения мощностей [1]. Известны различные механизмы внешней и взаимной синхронизации СО [2,3]. Несмотря на большое количество работ в области синхронизации СО, многие задачи до сих пор не решены.

В [4] было предложено использовать СО, как детектор СВЧ-сигналов, работающий в режиме фазовой синхронизации. Такое использование СО позволило бы сконструировать спектроанализатор, работающий при малых мощностях входного (анализируемого) сигнала (вплоть до единиц пиковатт). В [4] было проведено компьютерное моделирование основных режимов работы данного анализатора и найдены основные рабочие характеристики (предельная чувствительность и максимальная скорость сканирования). В данной работе исследована математическая модель синтезатора на базе СО и методами теории колебаний аналитически найдены его основные рабочие характеристики, которые сравнены с аналогичными, полученными в [4]. Полученные в данной работе результаты могут использоваться при экспериментальном исследовании анализаторов спектра на базе СО и различных устройств спинтроника [2,3]. Принцип работы схемы спектроанализатора подробно обсуждается в [4] и здесь не приводится. Рассмотрим подробнее математическую модель данной схемы.

Математической моделью спектроанализатора на основе СТНО является уравнение для комплексной амплитуды  $c(t)$  по первой гармонике спиновой волны, распространяющейся в свободном слое (см. подробнее [1,2]), вида

$$\frac{dc}{dt} + i(\omega_0 + N|c|^2)c + \Gamma_G(1 + Q|c|^2)c - \sigma \cdot i_y(1 - |c|^2)c = \Lambda e^{-i(\omega_{ex}t + \varphi_{ex})} \quad (1)$$

Здесь  $\omega_0 = |\gamma|(B_{ext} - \mu_0 M_s)$  - частота ферромагнитного резонанса;  $B_{ext} = 1,5 \text{ Тл}$  - величина внешнего поля подмагничивания;  $\mu_0 M_s = 0,8 \text{ Тл}$  - намагниченность насыщения ферромагнетика;  $\gamma = -1,76 \times 10^{11} \text{ Гц/Тл}$  - гиромагнитное отношение;  $N = 2|\gamma|\mu_0 M_s$  - коэффициент неизохронности;  $\Gamma_G = \alpha_G \omega_0$  и  $\alpha_G = 0,01$  - константа затухания Гильберта;  $Q = 2\omega_M/\omega_0 - 1$  и  $\omega_M = |\gamma|\mu_0 M_s$ ;  $\sigma$  - константа спиновой поляризации с размерностью  $[pad/(c \cdot A)]$ ;  $\Lambda = -\sigma \cdot \tan \theta \cdot I_a / 2\sqrt{2}$  и  $I_a$  - амплитуда анализируемого сигнала,  $\theta = 30^\circ$  - угол спиновой поляризации;  $\omega_{ex}, \varphi_{ex}$  - частота и начальная фаза анализируемого сигнала. Данная модель при отсутствии внешнего

сигнала  $I_a = 0$  и постоянном управляющем токе  $i_y = I_0 = const$  (условие 1) подробно изучалась ранее [1].

Аналитически ток управления  $i_y$  запишем в следующем виде:

$$I = I_0 + \varepsilon \cdot (t - T_1) \cdot [1(t - T_1) - 1(t - T_2)] \quad (2)$$

где  $T_1 = 100нс$  и  $T_2 = 600нс$  - времена начала и окончания действия пилообразного тока, соответственно;  $1(t)$  - функция Хэвисайда,  $\varepsilon = \Delta I / \Delta T$  - крутизна пилообразного сигнала с размерностью  $[A/c]$ ,  $\Delta I = I_{max} - I_0 = 1.2mA$  - интервал изменения тока,  $\Delta T = T_2 - T_1 = 500нс$  - длительность пилообразного импульса.

Перепишем уравнение (1) для комплексной амплитуды  $c(t)$  в виде системы уравнений для действительной амплитуды  $U(t)$  и разности фаз  $\psi = \omega_{ex}t + \varphi_{ex} - \varphi$

$$\begin{cases} dU/d(\Gamma_G t) = (\zeta - 1) \cdot U - (\zeta + Q)U^3 + \zeta \cdot \xi \cdot U [1 - U^2] + (\Lambda / \Gamma_G) \cdot \cos \psi, \\ d\xi/d(\Gamma_G t) = \varepsilon / (I_0 \Gamma_G), \\ d\psi/d(\Gamma_G t) = \Delta\omega / \Gamma_G - (N / \Gamma_G) \cdot U^2 + (\Lambda / [U \cdot \Gamma_G]) \cdot \sin \psi, \end{cases} \quad (3)$$

где  $\Delta\omega = \omega_{ex} - \omega_0$  - разность частот двух сигналов.

Для различения двух сигналов с различными частотами необходимо чтобы интервалы синхронизации, соответствующие разным спектральным составляющим, не перекрывались. Зависимость частоты колебаний СТНО  $f_{out}$  от времени  $t$  показана на рис.1. Интервал с постоянной частотой соответствует режиму синхронизации. Найдем интервал синхронизации  $\tau_{PL}$  с помощью анализа фазового уравнения системы (3). Для получения приближенных аналитических выражений примем, что амплитуда внешнего воздействия не велика [1], а стационарную разность фаз  $\psi_0 = const$  можно найти из третьего уравнения (3), приравняв правую часть нулю. Времени входа в синхронный режим  $t = t_1$  соответствует граничное значение полосы синхронизма, при котором  $\sin \psi = -1$ , а времени выхода  $t = t_2$  соответствует  $\sin \psi = 1$ . Тогда из третьего уравнения системы (3) получаем

$$\Delta\omega - N \cdot p_0(\xi_i) \mp \Lambda / \sqrt{p_0(\xi_i)} = 0 \quad (4)$$

где  $\xi_i = \varepsilon \cdot (t_i - T_1) / I_0$ ;  $i = 1, 2$ , и знаки  $\mp$  соответствуют временам  $t_{1,2}$ , соответственно. Разлагая в (4)  $p_0(\xi_i)$  и  $1/\sqrt{p_0(\xi_i)}$  в ряд Тейлора по малому параметру  $\xi_i$ , получаем

$$\begin{aligned} p_0(\xi_i) &\approx \frac{\zeta - 1}{\zeta + Q} \cdot \left( 1 + \frac{\zeta}{\zeta - 1} \xi_i \right) \\ \frac{1}{\sqrt{p_0(\xi_i)}} &\approx \sqrt{\frac{\zeta + Q}{\zeta - 1}} \cdot \left( 1 - \frac{\zeta}{2(\zeta - 1)} \xi_i \right) \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\zeta = I / I_{кр}$  - фактор самовозбуждения и  $I_{кр} = \Gamma_G / \sigma$  - критический ток, при котором возникают колебания в СТНО.



Тогда интервал синхронизма  $\tau_{PL} = t_2 - t_1$  находится из (4), (5)

$$\tau_{PL} = \frac{|\Lambda|}{\sqrt{p_0}} \cdot \frac{(3Np_0 - \Delta\omega)}{N^2 p_0^2 - \Lambda^2/4p_0} \cdot \frac{I_0(\zeta - 1)}{\varepsilon \cdot \zeta} \quad (6)$$

где  $p_0 = p_0(0)$  находится по (5). При условиях  $N \gg \Lambda$ ,  $N \gg \Delta\omega$  формулу (6) приближенно можно переписать в виде

$$\tau_{PL} \approx \frac{3|\Lambda|}{\sqrt{p_0}R} \quad (7)$$

где  $R = d\omega_{st}/dt = \frac{N\zeta}{\zeta + Q} \cdot \frac{\varepsilon}{I_0}$  - скорость сканирования. Как видно из (7) длительность интервала синхронизации (полоса синхронизма) прямо пропорциональна нормированной амплитуде входного тока  $|\Lambda| \sim I_{rf}$  и обратно пропорциональна скорости сканирования  $R$ . Зависимости интервала синхронизации от амплитуды входного тока для разных скоростей сканирования представлены на рис.1. Исходя из выражения (7), можно найти максимально возможную скорость сканирования  $R_{max}$ , при заданном интервале синхронизации  $\tau_{PL}$ , при котором не происходит наложения интервалов синхронизации от соседних спектральных составляющих. Величины интервала синхронизации (десятки наносекунд) из (6), (7) по порядку величин совпадают с аналогичными из [4].

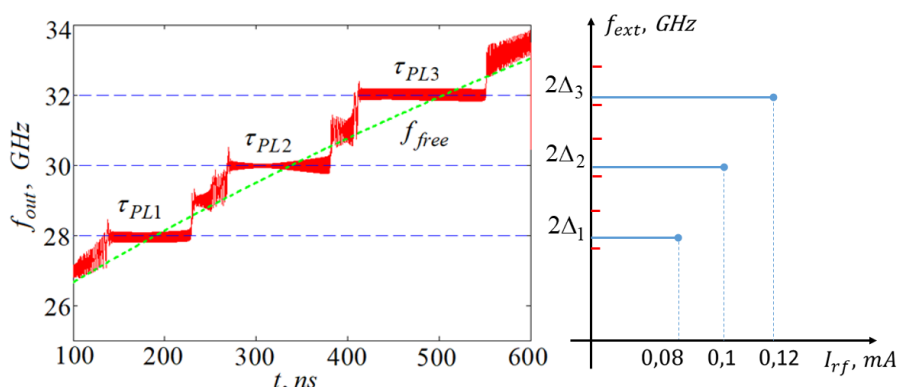


Рис. 1. Зависимость частоты выходных колебаний  $f_{out}$  (слева) от времени при различных амплитудах  $I_{rf}$  и частотах  $f_{ext}$  внешнего воздействия (справа)

Авторы выражают благодарность проф. А.Н. Славину за формулировку задачи и обсуждение результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке базовой части госзадания РФ No.8.8109.2017/БЧ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Slavin, V. Tiberkevich // IEEE Trans. Mag. 2009. V. 45. P. 1875-1918.
2. A.A. Mitrofanov et al. // JAP. 2017. V. 122. P. 123903.
3. M. Kreissig et al. // AIP Advances. 2017. Vol. 7. P. 056653.
4. S. Louis et al. // Trans. on Magn. BC-05. INTERMAG 2017. P. 1-5.