

Истинная жизнь происходит не там, где совершаются большие внешние изменения, где передвигаются, сталкиваются, дерутся, убивают друг друга, а она происходит только там, где совершаются чуть-чутьные, незаметные изменения в духовном сознании людей

Лев Толстой



Василий Кандинский «Москва. Красная площадь» (1916)

Секция 4. Динамические процессы в магнетиках

УДК 53.08

Автоматизированная лаборатория для стендовых микроволновых измерений с функциями пользовательского интерфейса и удаленного доступа

Шевченко Е.В.

студент, Университет науки и технологий МИСИС

Юданов Н.А.

к. т. н., доцент, Университет науки и технологий МИСИС

Немирович М.А.

инженер научного проекта, аспирант, Университет науки и технологий МИСИС

Панина Л.В.

д. ф.-м. н., профессор, Университет науки и технологий МИСИС

Махновский Д.П.

к. ф.-м. н., научный консультант, Sensing Materials Technology Ltd, England

***Аннотация.** В работе решается ряд актуальных проблем, связанных со стендовыми микроволновыми измерениями на базе векторного анализатора цепей (VNA) и других программируемых приборов, интегрированных в единый измерительный комплекс. VNA используется для измерения частотных S-параметров образцов, помещенных на PCB ячейки с микрополосками, и передачи необработанных данных на внешний компьютер. Обработка сигналов на основе разработанных нами алгоритмов осуществляется по трехэтапной схеме, включающей коаксиальную калибровку VNA и кабелей, деэмбединг микрополосковых линий на измерительных PCB ячейках, и компенсацию времени задержки вдоль проволочного образца, устраняющей его волноводные свойства и оставляющей только импедансные. Установка успешно используется для автоматического измерения полевых и частотных импедансных характеристик в проволочных ферромагнитных образцах в диапазоне частот до 6 ГГц. Функциональность установки будет расширена за счет разработки пользовательского интерфейса в браузере и добавления измерительных возможностей во временной области.*

***Ключевые слова:** автоматизация эксперимента, удаленный доступ, векторный анализатор цепей, S-параметры, RF калибровка, деэмбединг, PCB ячейка, ферромагнитные провода, импеданс*

Automated laboratory for bench microwave measurements with user interface and remote access

Shevchenko E. V.

Student, National University of Science and Technology "MISIS"

Yudanov N. A.

Ph.D., Associate Professor, National University of Science and Technology "MISIS"

Nemirovich M. A.

Scientific project engineer, PhD student, National University of Science and Technology "MISIS"

Panina L. V.

D.Sc., Professor, National University of Science and Technology "MISIS"

Makhnovsky D. P.

Ph.D., scientific consultant, Sensing Materials Technology Ltd, England

Abstract. *The paper addresses a range of issues associated with benchtop microwave measurements based on a Vector Network Analyzer (VNA) and other programmable instruments integrated into a measurement setup. The VNA is used to measure the frequency-domain S-parameters of samples placed on PCB microstrip cells and to transmit raw data to a PC. Signal processing based on our developed algorithms is carried out using a three-stage scheme, including coaxial calibration of the VNA and cables, de-embedding of microstrips on the PCB measurement cells, and compensation for time delay along the wire sample, eliminating its waveguide properties and leaving only impedance. The setup is successfully utilized for automatic measurement of field and frequency impedance characteristics in wire ferromagnetic samples in the frequency range up to 6 GHz. The functionality of the setup will be expanded through the development of a browser-based user interface and the addition of measurement capabilities in the time domain.*

Keywords: *experiment automation, remote access, Vector Network Analyzer, S-parameters, RF calibration, de-embedding, ferromagnetic wires, PCB cell, impedance*

Надежность VNA от ведущих производителей позволяет использовать их десятилетиями, однако многие измерительные функции отсутствуют в устаревших моделях. Покупка же новых моделей с расширенными опциями чрезвычайно дорога и недоступна бюджетам многих исследовательских лабораторий. Мы предложили и реализовали апгрейд VNA HP8753E, добавив алгоритмы одно- и двухпортовых калибровок с дисперсионными S2P файлами для коаксиальных калибровочных стандартов, а также функцию деэMBEDING виртуальных нетворков. В настоящий момент установка успешно используется для автоматического измерения полевых и частотных импедансных характеристик в проволочных ферромагнитных образцах.

Свое название – векторный анализатор – прибор получил благодаря возможности измерения амплитуды и фазы (вектора) отклика линейного нетворка по отношению к гармоническому референс-сигналу, частота которого может изменяться в широком диапазоне [1]. VNA можно считать первым коммерческим прибором, в котором был реализован принцип «измерительно-вычислительного комплекса», где основной акцент делается не на достижение лучшей измерительной схемы, а на доступность ее математической модели [2]. Разрабатываемая нами измерительная установка в ее текущей конфигурации показана на Рис. 1. Помимо VNA HP8753E, 30 кГц – 6 ГГц, она также включает программируемый источник питания на основе Arduino UNO WiFi, разработанный в нашей лаборатории. Уровень выходного напряжения источника определяется 12-битовым цифровым аналоговым преобразователем (DAC) на микрочипе MCP4725, получающим команды от Arduino по шине данных I2C. Напряжение от преобразователя подается на операционный усилитель OPA549, обеспечивающий выходное напряжение ± 20 В при максимальном токе до 8 А. Смена полярности выходного напряжения осуществляется посредством мостовой схемы (H-bridge), состоящей из двух реле, управляемых с Arduino. Мы также предусмотрели дополнительный однополярный выход +4.5 В, исполненный на обычном rail-to-rail операционном усилителе с NPN-транзистором BD139 в обратной связи, обеспечивающим выходной ток до 250 мА. Контроль выходных напряжений осуществляется при помощи 8-битовых аналоговых цифровых преобразователей (ADC), предусмотренных на Arduino.

VNA используется для измерения частотных S-параметров проволочных образцов, помещенных на PCB ячейки с микрополосками, и передачи необработанных данных на

внешний компьютер. Обработка сигналов осуществляется по трехэтапной схеме [3,4]. На первом этапе прикладывается однопортовая SOL (SHORT, OPEN, LOAD) или двухпортовая SOLT (SOL+THRU) калибровка на основе предварительно измеренных S-параметров от коаксиальных кабелей, соединяющих VNA с PCB ячейкой. Эти калибровки устраняют амплитудные и фазовые искажения, при этом референс плоскость измерений смещается к концу кабеля непосредственно перед измерительной PCB ячейкой. Устаревший анализатор HP8753E предусматривает использование только аналитических моделей для дисперсий S-параметров SOLT калибровочных стандартов. Мы разработали алгоритмы SOL и SOLT калибровок, использующие экспериментально измеренные и сохраненные в S2P файлах дисперсии коаксиальных SOLT стандартов.

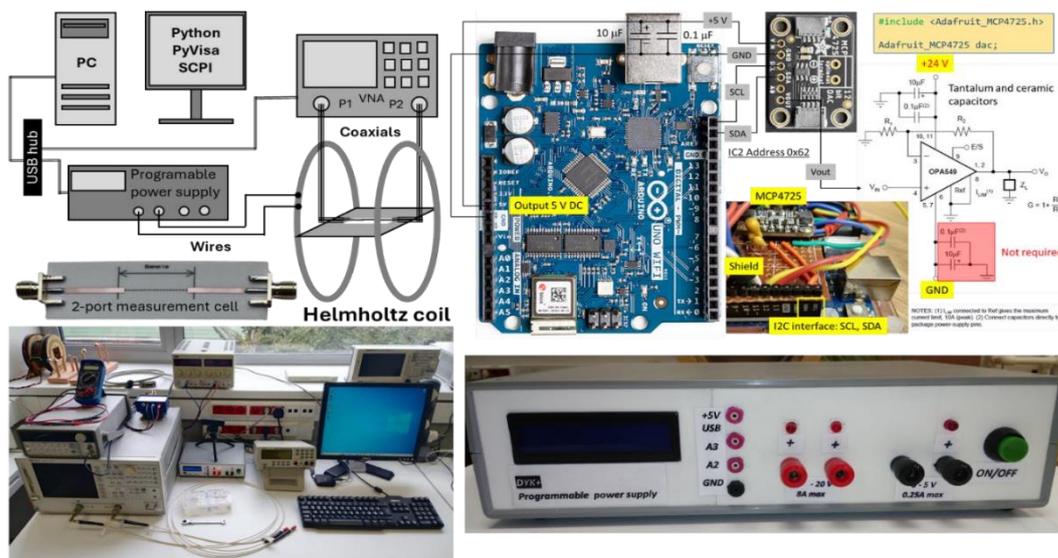


Рис. 1. Схема установки для измерения импеданса в присутствии внешних стимулов и схема программируемого источника питания на основе Arduino

На втором этапе проводится деэмбединг (виртуальное устранение) фазовых и амплитудных искажений, приносимых полосковыми линиями на измерительной PCB ячейке (см. рис. 2) по предварительно рассчитанным дисперсиям их S-параметров. Модель HP8753E не предусматривает создание виртуальных сетей для их последующего деэмбединга. Эти алгоритмы были разработаны нами. После деэмбединга полосковых линий референс плоскость перемещается непосредственно к проволочному ферромагнитному образцу, который закрепляется в промежутке между полосками на измерительной PCB ячейке. На третьем этапе проводится компенсация времени задержки вдоль образца, тем самым устраняя его волноводные свойства и оставляя только импедансные. Время задержки измеряется по развернутой фазе S11/21-параметра (phase unwrapping), измеренного от или вдоль образца. Компенсация волноводных свойств образца делает его «виртуально точечным» (lumped parameter), что позволяет применять обычные формулы для расчета импеданса.

Для измерения зависимости импеданса от магнитного поля в нескольких частотных точках необходимо синхронизировать работу VNA и программируемого источника, запитывающего катушку Гельмгольца. После измерения импеданса в указанных частотных точках напряжение на катушке изменяется на небольшое значение, и затем измерения повторяются снова в тех же частотных точках. Таким образом, создается матрица со значениями импеданса, зависящими от поля и частоты, которые затем сортируются по частотам в отдельные файлы. Сканируя магнитное поле в обоих направлениях, мы получим полную полевую характеристику импеданса в указанных частотных точках, включая его гистерезис. Установка будет оснащена мини-термокамерой, а также устройством для

растяжения РСВ ячеек, для измерения импеданса проволочных образцов под действием трех внешних стимулов.

Для подсоединения VNA к компьютеру мы использовали недорогой GPIB-to-USB адаптер. Вычислительные алгоритмы были разработаны на Python. Управление VNA облегчается тем, что он поддерживает SCPI стандарт (Standard Commands for Programmable Instruments). Текстовые SCPI команды посылаются непосредственно из Python модулей с использованием пакета PyVISA. Программа на C++ для Arduino загружается на микропроцессор единожды и сохраняется в его памяти после отключения. Обмен данными между Arduino и Python модулем осуществляется через USB порт с использованием библиотеки pySerial. В настоящий момент мы ведем разработку пользовательского интерфейса в браузере, который переводит концепцию удаленного доступа на новый уровень, реализуя идею виртуальной лаборатории. Мы также планируем дополнить ее возможности алгоритмами для расчета характеристик во временной области на основе измеренных частотных S-параметров. Предполагается, что эти алгоритмы будут включать определение профиля импеданса вдоль полосковых линий, определение их длин с пикосекундной точностью, а также расчет «глазковых диаграмм» (eye diagrams) для линейных нетворков. Такая установка могла бы быть проинтегрирована с роботизированной платформой для тестирования многослойных телекоммуникационных печатных плат.

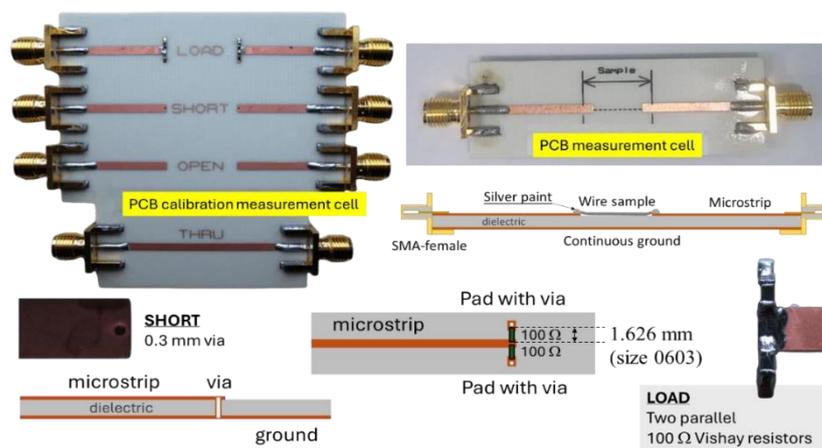


Рис. 2. РСВ измерительная и калибровочная ячейки

Список использованных источников:

1. Dunsmore J. P., «Handbook of microwave component measurements with advanced VNA techniques», John Wiley & Sons. – 2012.
2. Пытьев Ю. П., «Математические методы интерпретации эксперимента», Высшая школа. – 1989.
3. Alam J. et al, «High-frequency magnetoimpedance (MI) and stress-MI in amorphous microwires with different anisotropies»// Nanomaterials – 2021 – 11(5) – 1208.
4. Uddin A. et al, «Broadband measurements of the surface impedance in ferromagnetic wires as a boundary condition for scattering problems»//Meas. Sci. Technol. – 2023– 34 – 085001.

УДК 537.862

Терагерцовый эмиттер на основе Co/Mo с возможностью управления амплитудой и поворотом поляризации ТГц излучения

Авдеев П.Ю.

стажер-исследователь, лаборатория физики для нейроморфных вычислительных систем ИПТИП РТУ МИРЭА

Лебедева Е.Д.

стажер-исследователь, лаборатория физики для нейроморфных вычислительных систем ИПТИП РТУ МИРЭА

Горбатова А.В.

м.н.с., лаборатория физики для нейроморфных вычислительных систем ИПТИП РТУ МИРЭА

Климов А.А.

к.ф.-м. н., доцент, кафедра системной инженерии ИИИ РТУ МИРЭА

Гусев Н.С.

ведущий технолог, лаборатория основ нанoeлектронной компонентной базы информационных технологий ИФМ РАН

Сапожников М.В.

д.ф.-м. н., в.н.с., отдел физики магнитных наноструктур ИФМ РАН

Буряков А.М.

к.ф.-м. н., с.н.с., доцент кафедры нанoeлектроники ИПТИП РТУ МИРЭА

Мишина Е.Д.

д.ф.-м. н., профессор, зав. лаб. сверхбыстрой динамики ферроиков РТУ МИРЭА

***Аннотация.** Экспериментально исследован спинтронный эмиттер ТГц излучения на основе структуры Co (3 нм)/ Mo (3 нм). В данном эмиттере показана возможность управления ТГц генерацией при изменении поляризации оптической накачки. Использование Mo позволило изменять ТГц амплитуду на 40% при вращении линейной поляризации накачки. Продемонстрировано управление ТГц поляризацией на 360° при помощи внешнего магнитного поля.*

***Ключевые слова:** ТГц излучение, спинтронные эмиттеры, ТГц поляризация, управление ТГц поляризацией, контроль ТГц амплитуды*

Co/Mo based terahertz emitter with the ability to control the amplitude and polarization reversal of THz radiation

Avdeev P.Yu.

Research Intern, Laboratory of Physics for Neuromorphic Computing Systems IPTIP RTU
MIREA

Lebedeva E.D.

Research Intern, Laboratory of Physics for Neuromorphic Computing Systems IPTIP RTU MIREA

Gorbatova A.V.

M.Sc., Laboratory of Physics for Neuromorphic Computing Systems IPTIP RTU MIREA

Klimov A.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Systems Engineering, Institute of Information Technologies of RTU MIREA

Gusev N.S.

Leading Technologist, Laboratory of Nanoelectronic Component Base of Information Technologies IFM RAS

Sapozhnikov M.V.

Dr. Ph.-M.Sc., Senior Researcher, Department of Physics of Magnetic Nanostructures, IFM RAS

Buryakov A.M.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor of the Department of Nanoelectronics IPTIP RTU MIREA

Mishina E.D.

Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Head of the Laboratory of Ultrafast Dynamics of Ferroics RTU MIREA

Annotation. *A spintronic emitter of THz radiation based on the Co (3 nm)/ Mo (3 nm) structure has been experimentally investigated. This emitter shows the possibility of controlling THz generation by changing the polarization of the optical pump. The use of Mo allowed the THz amplitude to be changed by 40% when rotating the linear pump polarization. The control of THz polarization by 360° using an external magnetic field is demonstrated.*

Keywords: *THz radiation, spintronic emitters, THz polarization, THz polarization control, THz amplitude control*

Применение терагерцового (ТГц) излучения открывает большие перспективы для медицины, визуализации, обеспечения безопасности [1,2] и т.д. В связи с этим возникает необходимость в высокоэффективных широкополосных ТГц источниках. На эту роль отлично подходят спинтронные эмиттеры – магнитные металлические наноструктуры, в которых ТГц генерация происходит в результате спин-зарядовой конверсии, вызванной сверхбыстрыми лазерными импульсами [3]. Наиболее распространенным механизмом преобразования спина в заряд является обратный спиновый эффект Холла (ОСЭХ), который происходит в объеме материала с сильной спин-орбитальной связью [4]. В эмиттерах на основе ОСЭХ амплитудой и поляризацией ТГц сигнала можно управлять приложением магнитного поля [5]. Среди спиновых эффектов ТГц генерации также примечателен обратный эффект Рашбы-Эдельштейна (ОЭРЭ), основанный на спиновом расщеплении электронов на границе материала с нарушенной инверсионной симметрией. В работах [6] и [7] было показано управление амплитудой ТГц сигнала эллиплично-поляризованной лазерной накачкой. Таким

образом, в эмиттерах на основе ОЭРЭ имеется возможность управления ТГц амплитудой при помощи поляризации возбуждающего излучения, что недостижимо при других механизмах ТГц генерации.

В своей работе мы сообщаем о спинтронном эмиттере, основанном на ОЭРЭ, с возможностью управления ТГц амплитудой при помощи поляризации возбуждающего излучения, а также управления ТГц поляризацией внешним магнитным полем. Использование пленки Мо в качестве немагнитного слоя должно увеличить модуляцию ТГц амплитуды из-за нарушения инверсионной симметрии данного материала.

Исследуемый спинтронный эмиттер на основе структуры Со/Мо был получен методом магнетронного напыления на подложку SiO₂. Толщина слоя кобальта и молибдена составила 3 нм, соответственно. Для формирования одноосной магнитной анизотропии в процессе напыления прикладывалось магнитное поле напряженностью 1500 Э в плоскости образца.

Эксперимент проводился при помощи методики терагерцовой спектроскопии временного разрешения (THz-TDS: terahertz time-domain spectroscopy) в геометрии на пропускание. Фемтосекундная лазерная система, состоящая из Ti:Sa лазера и регенеративного усилителя (Avesta Project Ltd.), создавала излучение с длиной волны 800 нм, частотой следования импульсов 3 кГц и длительностью импульса 50 фс. Ширина пучка накачки на поверхности образца составляла около 1 мм. Исследуемый эмиттер помещался на немагнитный держатель между обкладками электромагнита для управления намагниченностью. Магнитное поле прикладывалось в плоскости пленки. ТГц излучение, генерируемое структурой Со/Мо, регистрировалось методом электрооптического стробирования в установке с нелинейно-оптическим кристаллом ZnTe. Поляризация как накачивающего, так и зондирующего пучков была параллельна оси [110] кристалла ZnTe. В этой геометрии регистрируется только E_x-компонента ТГц поля. Для определения поляризации ТГц излучения перед анализатором ZnTe устанавливался решетчатый поляризатор (WGP).

Используя методику продольного магнитооптического эффекта Керра, были получены кривые намагничивания, которые выявили характеристики магнитной анизотропии в исследуемом образце. Анализ магнитооптических петель гистерезиса показал, что процесс роста ферромагнитной пленки в контролируемом магнитном поле способствовал формированию выраженной одноосной магнитной анизотропии. Далее, в эксперименте были измерены временные профили ТГц сигнала, что позволило определить амплитуду ТГц излучения и установить её зависимость от величины внешнего магнитного поля – ТГц гистерезис. Осуществляя вращение решетчатого поляризатора, были измерены временные профили ТГц сигнала. Это позволило получить угловые зависимости ТГц амплитуды от угла поворота оси поляризатора. Данные зависимости позволяют охарактеризовать ТГц поляризацию при приложении к образцу магнитного поля различной величины [8].

Преимущественным механизмом ТГц генерации в исследуемом спинтронном эмиттере является обратный эффект Рашбы-Эдельштейна. В эмиттере на основе структуры Со/Мо сверхбыстрое оптическое возбуждение приводит к инжекции электронов из слоя Со в слой Мо с нарушенной инверсионной симметрией. В результате спинового расщепления энергетических зон на поверхности Мо и приводит к возникновению зарядового тока в данном слое. В результате этого индуцируются сверхбыстрые зарядовые токи, являющиеся источниками ТГц излучения. Расщепление энергетических зон по спину приводит к возникновению эллиптичности индуцированного ТГц излучения, что проявляется в зависимости ТГц сигнала от направления циркулярной и линейной поляризации накачки. Это явление и наблюдалось в исследуемом спинтронном эмиттере. Изменение ТГц амплитуды при вращении поляризации возбуждающего излучения достигало 40%.

Также нами были получены профили ТГц поляризации – зависимости ТГц амплитуды S от угла поворота решетчатого ТГц поляризатора φ_2 . Путем аппроксимации полученных профилей поляризации выражением (1) [9] были получены значения угла поворота ТГц поляризации φ_1 при приложении магнитного поля различной величины:

$$S(\varphi_2) = \sin^2 \left(E_{\text{THz}} \sqrt{1 + 3 \cos^2(\varphi_2)} \cdot \sqrt{\cos^2(\varphi_1 + \varphi_2) + \varepsilon^2 \sin^2(\varphi_1 + \varphi_2)} \right) \left(1 - \frac{\sin^2(\varphi_2)}{1 + 3 \cos^2(\varphi_2)} \right), \quad (1)$$

где E_{THz} – напряженность ТГц сигнала, ε – эллиптичность ТГц излучения.

Было продемонстрировано монотонное изменение ТГц поляризации на 360° при намагничивании эмиттера вдоль трудной оси магнитной анизотропии согласно петле ТГц гистерезиса. При аналогичном намагничивании эмиттера вдоль легкой оси магнитной анизотропии происходил резкий скачок поляризации на 180°

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда №23-19-00849.

Список использованной литературы:

1. Pawar A.Y. et al. Terahertz technology and its applications // *Drug Invent. Today*. 2013. Vol. 5, № 2. P. 157–163.
2. Гареев Г., Лучинин В. Применение терагерцевого излучения в биологии и медицине // *Наноиндустрия*. – 2014. – №. 6. – С. 34-45.
3. Wu W. et al. Principles of spintronic THz emitters // *J. Appl. Phys.* 2021. Vol. 130, № 9.
4. Seifert T. et al. Efficient metallic spintronic emitters of ultrabroadband terahertz radiation // *Nat. Photonics*. Nature Publishing Group UK London, 2016. Vol. 10, № 7. P. 483–488.
5. Khusyainov D. et al. Polarization control of THz emission using spin-reorientation transition in spintronic heterostructure // *Sci. Rep.* 2021. Vol. 11, № 1. P. 697.
6. Zhou C. et al. Broadband Terahertz Generation via the Interface Inverse Rashba-Edelstein Effect // *Phys. Rev. Lett.* 2018. Vol. 121, № 8. P. 086801.
7. Jungfleisch M.B. et al. Control of Terahertz Emission by Ultrafast Spin-Charge Current Conversion at Rashba Interfaces // *Phys. Rev. Lett.* 2018. Vol. 120, № 20. P. 207207.
8. Buryakov A.M. et al. Efficient Co/Pt THz spintronic emitter with tunable polarization // *Appl. Phys. Lett.* 2023. Vol. 123, № 8. P. 082404.
9. Zainullin F.A. et al. Polarization analysis of THz radiation using a wire grid polarizer and ZnTe crystal // *Russ. Technol. J.* 2022. Vol. 10, № 3. P. 74–84.

УДК 537.624.9:539.216.2:537.611.3

**Быстрые и медленные динамические процессы
при перемагничивании пермаллоевой пленки
с элементами рельефа на границе**

Зверев В.В.

д.ф.-м.н., профессор Физико-технологического института УрФУ, г.н.с. Лаборатории магнетизма и магнитных наноструктур ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

***Аннотация.** В работе обсуждаются результаты трехмерного микромагнитного моделирования процесса перемагничивания тонкой пермаллоевой пленки, на одной из граничных поверхностей которой имеются дополнительные элементы рельефа ступенчатой формы. Возникающая нерегулярная динамика намагниченности рассматривается как чередование быстрых и медленных движений. Выявлены некоторые характерные типы динамического поведения изучаемой системы.*

***Ключевые слова:** магнитные пленки, микромагнетизм, доменные стенки, магнитные вихри*

Fast and slow dynamic processes during remagnetization of a permalloy film with relief elements at the boundary

Zverev V.V.

Dr.Sc., professor of Physico-technological institute of UrFU, chief researcher of Laboratory of magnetism and magnetic nanostructures IMP UB RAS, Ekaterinburg

***Annotation.** In this work, we discuss the results of three-dimensional micromagnetic simulation of the magnetization reversal process in a thin permalloy film, on one of the boundary surfaces of which there are additional step-shaped relief elements. The emerging irregular dynamics of magnetization is considered as an alternation of fast and slow movements. Some characteristic types of dynamic behavior of the system under study have been identified.*

***Keywords:** magnetic films, micromagnetism, domain walls, magnetic vortices*

Устойчивые конфигурации намагниченности в магнитных пленках могут превращаться одна в другую под действием внешних возмущающих факторов. Эти переходы связаны с преодолением энергетических барьеров и происходят как «переключения» между метастабильными состояниями магнитной подсистемы. В тех случаях, когда доменная стенка (ДС) движется во внешнем магнитном поле, имеется постоянный приток энергии в магнитную подсистему пленки, связанный с изменением положения ДС, а также отток энергии благодаря механизмам диссипации. В описанной ситуации наличие энергетических барьеров может приводить к возникновению динамики, характерной для быстро-медленных систем [1], когда чередуются стадии медленного «дрейфа» и быстрых «срывов». Анализируя результаты численного моделирования динамики перемагничивания, можно заметить чередование периодов медленного и быстрого изменения намагниченности. В рамках простейшей модели одномерной ДС [2] это объясняется прецессией намагниченности и комбинированием

колебательного и поступательного движения ДС. Однако реальная динамика намагниченности в трехмерной среде, связанная с возникновением и перестройками вихревых структур, и выглядит существенно сложнее. Некоторые характерные типы динамики рассматриваются в данной работе.

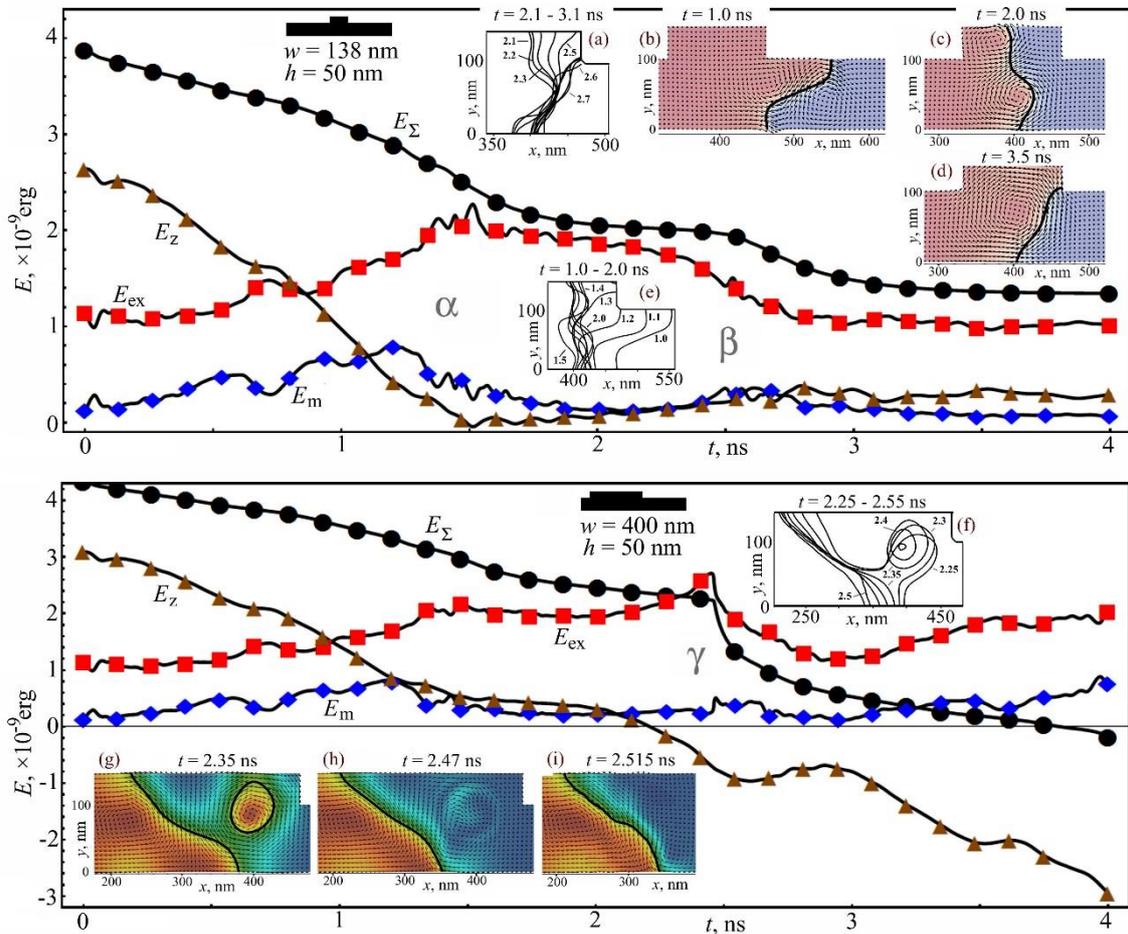


Рис. 1. Графики зависимостей энергий различного типа от времени для ступенчатых фигур с указанными размерами w и h . Семейства S -кривых на графиках (а), (е), (f) визуализируют динамику перемагничивания. На графиках (b)-(d): изображения типичных вихревых структур. На графиках (g) – (i): коллапс вихря и эмиссия спиновых волн.

В первой части работы моделирование динамики перемагничивания проводилось для ступенчатых фигур, состоящих каждая из кубоида $L_x \times L_y \times L_z = 800 \times 100 \times 400 \text{ nm}^3$ (фрагмент пленки) и другого кубоида $w \times h \times L_z$ (элемент рельефа на верхней поверхности пленки), где $w = 138$ или 400 nm (ширина полосы), $h = 25$ или 50 nm (высота рельефа). Проводилось численное интегрирование уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта с учетом полной энергии E_Σ , равной сумме обменной E_{ex} , анизотропной E_a , магнитостатической E_m и зеемановской E_z энергий (использовался пакет `mtax3` [3]). Были выбраны материальные параметры, типичные для пермаллоя $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Движение ДС происходило в магнитном поле $H = 100 \text{ Э}$, направленном антипараллельно оси z (оси анизотропии); вдоль этой оси было наложено периодическое граничное условие. Начальная конфигурация была выбрана в виде S -образной ДС [4]; в начальный и последующие моменты времени намагниченность зависела только от координат x и y . Поверхности $m_z(\mathbf{r}) = 0$, разделяющие области с различными знаками z -координаты намагниченности, в нашем случае являются цилиндрическими и имеют

образующие, параллельные оси z . Чтобы визуализировать динамику перемагничивания, будем строить графики кривых x -сечений этих поверхностей (S -кривых) в различные моменты времени (вставки (a), (e), (f) на рис. 1 и вставки (e) – (j) на рис. 2).

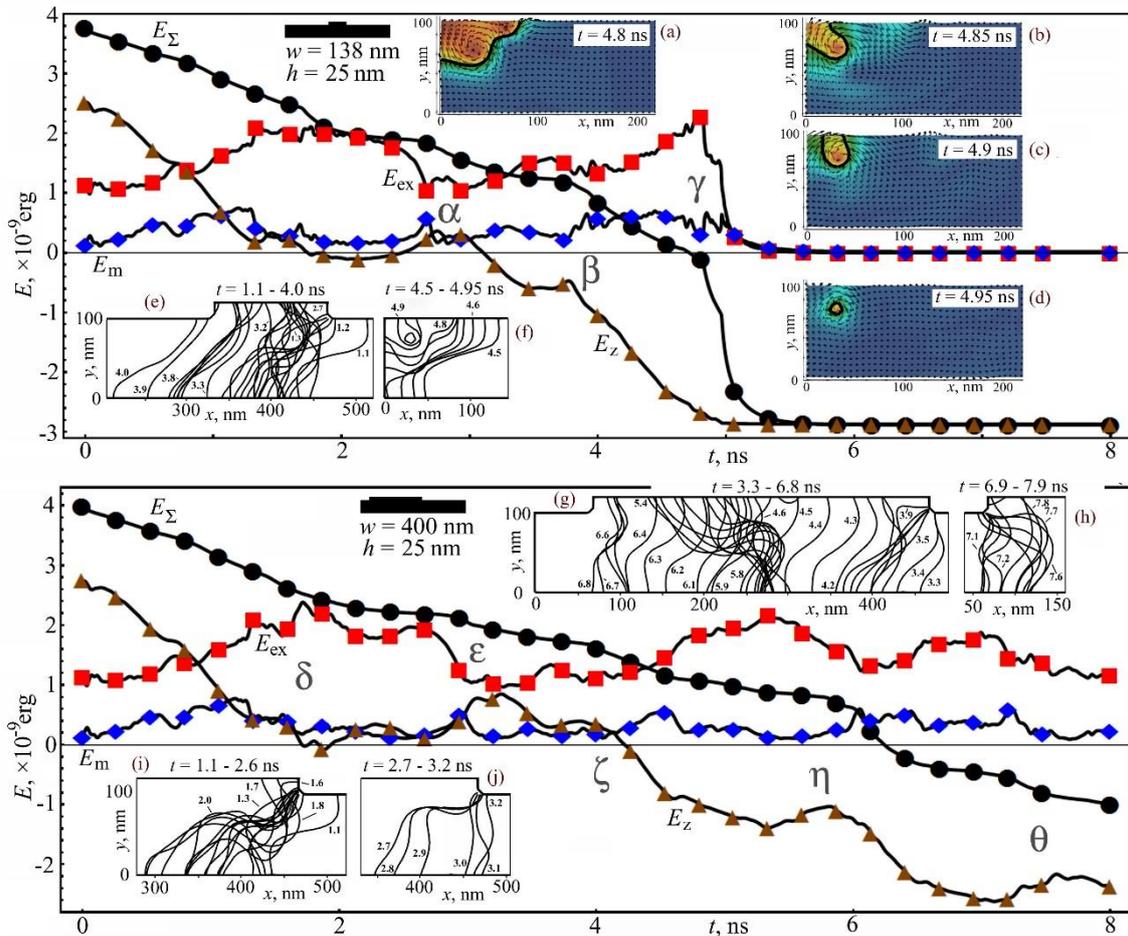


Рис. 2. Графики зависимостей энергий различного типа от времени для ступенчатых фигур с указанными размерами w и h . Семейства S -кривых на графиках (e)-(j) визуализируют динамику перемагничивания. На графиках (a) – (d): коллапс вихря при завершении перемагничивания образца.

Некоторые частные типы движения проиллюстрированы рисунками. Рис. 1 (сверху): перемагничивание замедляется, возникают колебания в области вихревых структур (графики-вставки (b), (c) и (e)); область α на графике энергий); устанавливается стационарное состояние с одиночным вихрем (вставки (a), (d); область β). На рис. 2, на графиках-вставках (e), (g), (i), периоды «медленной» динамики (близкие перекрывающиеся S -кривые) перемежаются периодами «быстрой» динамики (S -кривые расположены разреженно). Периоды замедления процесса перемагничивания видны на графиках E_z как участки, на которых эта энергия перестает уменьшаться и даже начинает расти (области α , β , $\delta - \theta$ на графиках энергий, рис. 2). Семейства S -кривых для коротких интервалов времени, на которых направление движения области перемагничивания сменяется на обратное, изображены на рис. 2 на графиках (h), (j).

Наблюдаются события «сверхбыстрого» изменения намагниченности, имеющие вид коллапсов вихрей. На рис. 1, на графике (f), изображено семейство S -кривых, отвечающих промежутку времени, на котором продольный вихрь отделяется от ДС (график (g)) и коллапсирует. Возникающие при этом спиновые волны хорошо видны на том же рисунке на

графиках-вставках (h), (i). Другому случаю коллапса вихря отвечают S-кривые на рис. 2, график (f); также область γ на графике энергий. Там же на графиках (a) – (d) изображены соответствующие распределения намагниченности в xy -сечениях. Отметим схожесть «сверхбыстрых» процессов коллапсов вихрей с известными процессами аннигиляции пар «вихрь-антивихрь» и пар блоховских точек [5,6].

Во второй части работы проанализированы результаты симулирования перемагничивания в пленках с поверхностными рельефами, состоящими из наноточек. Возникающие при этом конфигурации намагниченности являются существенно трехмерными. Разработан метод визуализации трехмерных структур, основанный на построении линий центров вихрей. Результаты сравниваются с полученными ранее для пленок с прямоугольными массивами колумнарных дефектов [7, 8].

Работа выполнена при финансовой поддержке МИНОБРНАУКИ России в рамках государственного задания Института физики металлов УрО РАН (тема “Магнит” №122021000034-9) и Программы стратегического академического лидерства УрФУ “Приоритет-2030”.

Список использованных источников:

1. Мищенко Е.Ф., Н. Х. Розов Н.Х. Дифференциальные уравнения малым параметром и релаксационные колебания. – М.: Наука, 1975. – 247 с.
2. Schryer N.L., Walker L.R. The motion of 180° domain walls in uniform dc magnetic fields // J. Appl. Phys. – 1974. – V. 45. – № 12. – P. 5406 – 5421.
3. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Waeyenberge B.V. The design and verification of MuMax3 // AIP Advances. – 2014. – V. 4. – Art. No. 107133.
4. La Bonte A.E. Two-dimensional Bloch-type domain wall in ferromagnetic films // J. Appl. Phys. – 1969. – V. 40. – № 6. – P. 2450-2458.
5. Hertel R., Schneider C.M. Exchange explosions: Magnetization dynamics during vortex-antivortex annihilation // Phys. Rev. Lett. – 2006. – V. 97. – Art. No. 177202.
6. Зверев В.В., Филиппов Б.Н. Переходные микромагнитные структуры в асимметричных вихреподобных доменных стенках (статические решения и динамические перестройки) // ЖЭТФ. – 2013. – Т. 144. – вып.1 (7). – С. 126–140.
7. Zverev V.V., Izmozherov I.M. Dynamical rearrangements of 3-D vortex structures in moving domain walls in continuous and antidot patterned permalloy films // IEEE Trans. Mag. – 2022. – V. 58. – № 2. – Art. No. 4300805.
8. Зверев В.В. Пиннинг вихрей при перемещении турбулентных волн перемагничивания в антидот пленках со сквозными и несквозными отверстиями // Изв. РАН. Сер. физ. – 2023. – Т.87. – №3. – С.434–440.

УДК 537.624

Образование вихрей намагниченности в ячейках STT-MRAM**Островская Н.В.**

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН

Скиданов В.А.

д.т.н., главный научный сотрудник, Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН

Аннотация. Изучен процесс образования вихрей в модели ячейки памяти STT-MRAM из малого локального возмущения в центре свободного слоя ячейки.

Ключевые слова: уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта, вектор намагниченности, локальное возмущение, закрепленная граница, вихрь намагниченности

Formation of magnetization vortexes in STT-MRAM cells**Ostrovskaya N.V.**

PhD, Leading Researcher, Institute for Design Problems in Microelectronics Russian Academy of Sciences

Skidanov V.A.

DrSc, Chief Researcher, Institute for Design Problems in Microelectronics Russian Academy of Sciences

Annotation. The process of vortex formation in the STT-MRAM memory cell model from a small local disturbance in the center of the free layer of the cell is studied.

Keywords: Landau-Lifshitz-Hilbert equation, magnetization vector, local disturbance, fixed boundary, magnetization vortex

Магнитная память произвольного доступа (MRAM) привлекает все большее внимание инженеров и конструкторов электронной техники благодаря своей высокой скорости, низкой потребляемой энергии, высокой плотности записи и надежности хранения информации. В основополагающей работе Дж. Слончевского 1996 года [1] первоначально предложенная модель была основана на переключении намагниченности, ориентированной параллельно плоскости свободного слоя, потоком спин-поляризованных электронов через границу «нормальный металл/ферромагнетик». На этом этапе предполагалось, что информация записывается в ячейки памяти, принимающие целиком состояние, соответствующее нулю либо единице. При этом считалось, что активный слой ячейки представляет собой частицу Стонера–Вольфарта [2], то есть реагирует на воздействие со стороны внешнего магнитного поля и спин-поляризованного тока как единое целое. Это значит, что пространственные зависимости вектора намагниченности в уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта не учитываются. Такой подход существенно обедняет задачу. В данной работе мы рассматриваем обобщение модели спинового вентиля с перпендикулярной анизотропией на случай неравномерного распределения намагниченности по сечению ячейки STT-MRAM при закрепленной границе активного слоя.

Схематический рисунок трехслойной структуры квадратного сечения d_0 , управляемой внешним магнитным полем h и спин-поляризованным током инжекции плотности j , приведен на рис. 1.

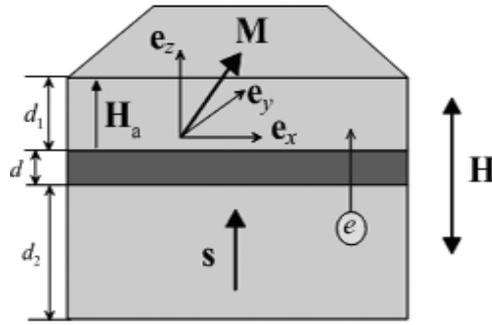


Рис. 1. Геометрия модели

В основу модели, описывающей динамику намагниченности в такой структуре, в работах положено обобщенное уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -|\gamma| \mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (1)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$ — магнитная проницаемость вакуума, γ — гиромагнитное отношение: $\gamma = 0.28025 \cdot 10^{11} \text{ T}^{-1}\text{s}^{-1}$, α — безразмерный коэффициент диссипации, M_s — намагниченность насыщения, \mathbf{H}_{eff} — эффективное магнитное поле, отражающее те виды физических взаимодействий, которые учтены в модели. В случае моделей, использованных в [1]–[5],

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_f + \mathbf{H}_c, \quad (2)$$

где \mathbf{H} — внешнее магнитное поле, \mathbf{H}_a — эффективное поле магнитной анизотропии, \mathbf{H}_f — эффективное поле размагничивания, возникающее за счет конечных размеров вентильной структуры, \mathbf{H}_c — эффективное поле, создаваемое спин-поляризованным током инжекции. В работах [2]–[6] мы считали пренебрежимо малым в силу малых размеров структуры (приближение Стонера–Вольфарта). В данной работе перед нами была поставлена задача построения математической модели магнитного элемента памяти MRAM, в которой было бы учтено эффективное поле обменного взаимодействия $\mathbf{H}_{\text{ex}} = \tilde{A} \Delta \mathbf{M}$, где \tilde{A} — обменная постоянная.

Так же, как и в моделях [3], [4], нормирование переменных и алгебраические преобразования, призванные собрать в левой части все члены, содержащие производные по времени, приводят к уравнению

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = -[\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{\text{eff}}] + \alpha \mathbf{h}_{\text{eff}} - \alpha \mathbf{m}(\mathbf{m}, \mathbf{h}_{\text{eff}}), \quad (3)$$

где $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_s}$, $\mathbf{h}_{\text{eff}} = \frac{\mathbf{H}_{\text{eff}}}{M_s}$, $|\mathbf{m}| = 1$, время τ измеряется в единицах $(1 + \alpha^2)(\gamma \mu_0 M_s)^{-1}$. Здесь

$$\mathbf{h}_{\text{eff}} = \mathbf{h} + \mathbf{h}_a + \mathbf{h}_f + \mathbf{h}_c + \mathbf{h}_{\text{ex}}.$$

В результате уравнение расчета динамики вектора намагниченности с учетом пространственных зависимостей принимает следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = -\frac{\tilde{A}}{d_0^2} \mathbf{S} \begin{pmatrix} \Delta m_x \\ \Delta m_y \\ \Delta m_z \end{pmatrix} + \mathbf{F},$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} \\ s_{21} & s_{22} & s_{23} \\ s_{31} & s_{32} & s_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha(1-m_x^2) & -(m_z + \alpha m_x m_y) & (m_y - \alpha m_x m_z) \\ (m_z - \alpha m_x m_y) & \alpha(1-m_y^2) & -(m_x + \alpha m_y m_z) \\ -(m_y + \alpha m_x m_z) & (m_x - \alpha m_y m_z) & \alpha(1-m_z^2) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} (m_y - \alpha m_x m_z)(h + (k-1)m_z) - g(\alpha m_y + m_x m_z) \\ -(m_x + \alpha m_y m_z)(h + (k-1)m_z) + g(\alpha m_x - m_y m_z) \\ (1-m_z^2)(g + \alpha(h + (k-1)m_z)) \end{pmatrix}.$$

В численном расчете нами использовалась явная разностная схема

$$\frac{\mathbf{m}_{ij}^{l+1} - \mathbf{m}_{ij}^l}{\tau} = \frac{A}{d_0^2} \mathbf{S}_{ij}^l (\Lambda_x \mathbf{m}_{ij}^l + \Lambda_y \mathbf{m}_{ij}^l) + \mathbf{F}_{ij}^l. \quad (6)$$

Задача решалась с граничным условием $\mathbf{m}|_{\Gamma} = \mathbf{e}_z$, то есть предполагалось, что намагниченность активного ферромагнитного слоя в данной структуре закреплена по периметру квадрата Γ в положении, совпадающем с намагниченностью нижнего закрепленного слоя \mathbf{s} . В качестве начальных условий было выбрано равномерное распределение намагниченности по сечению структуры с малым локализованным возмущением в ее центре. При шагах сетки $h_x = h_y = h_0$ явная схема имеет порядок точности $O(\tau + h_0^2)$. Для ее устойчивости необходимо, чтобы $\tau < h_0^2$. Это накладывает ограничения на выбор шагов сетки. Наши расчеты проводились при $\tau = 0.000002$, $h_0 = 0.005$, что обеспечивало устойчивость схемы и точность расчета $2.5 \cdot 10^{-6}$ безразмерных единиц. Расчет проводился при значениях тока и поля $j = 0.5$, $h = -2.0$.

При анализе полученных изображений можно выделить три фазы динамики намагниченности в активном слое трехслойной структуры. Первая фаза соответствует образованию концентрических кругов с центром в возмущенной области слоя. Возмущение находится далеко от границы, так что граница не влияет на динамику (рис. 2а). О наблюдении таких двумерных распределений сообщается во многих работах по изучению двумерной динамики намагниченности.

По достижении волнами намагниченности границы области она становится источником вторичных спиновых волн, что приводит к их интерференции с волнами первичного возмущения (рис. 2б и 2в). Это, в свою очередь, вызывает модуляцию крупномасштабных кольцеобразных волн (вторая фаза). Далее, на рисунках 2в–2е можно наблюдать развитие модуляционной неустойчивости этих волн, сопровождающееся изменением пространственного периода (третья фаза). Мы наблюдали это явление вплоть до образования четырех пространственных областей возмущения, которое возникало при t в диапазоне от 42 до 50 безразмерных единиц (соответствуют $8 \div 10$ нс).

Подводя итог, отметим, что выполненный расчет динамики двумерной модели трехслойной ферромагнитной структуры с жестко закрепленной границей является первым шагом изучения процесса переключения ячейки MRAM с перпендикулярной анизотропией с учетом пространственных эффектов. Учет пространственных зависимостей в наших расчетах привел к обнаружению эффекта образования малоамплитудных вихрей в поперечном сечении трехслойной ферромагнитной структуры. В связи с этим возникает ряд закономерных вопросов, касающихся функционирования таких структур в качестве элементов памяти STT-MRAM, которые требуют проведения дальнейших исследований.

Список использованных источников:

1. J.C. Slonczewski, Current-driven excitation of magnetic multilayers // JMMM. – 1996. – №159. L1–L7.
2. E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. – 1948. – vol. 240. – pp. 599–642.

3. N. Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., Iusipova I.A., Bifurcations in the dynamical system for three-layered magnetic valve // Solid State Phenomena. – 2015. – Vols. 233–234. – pp.431–434.

4. Островская Н.В., Скиданов В.А., Скворцов М.С., Особенности переключения намагниченности в ячейках памяти MRAM с перпендикулярной анизотропией // Проблемы разработки перспективных микро- и нанoeлектронных систем // Сб. трудов ИППМ РАН. Ч. IV / под общ. ред. акад. РАН А.Л. Стемпковского. М.: – ИППМ РАН. – 2016 – С. 230–236

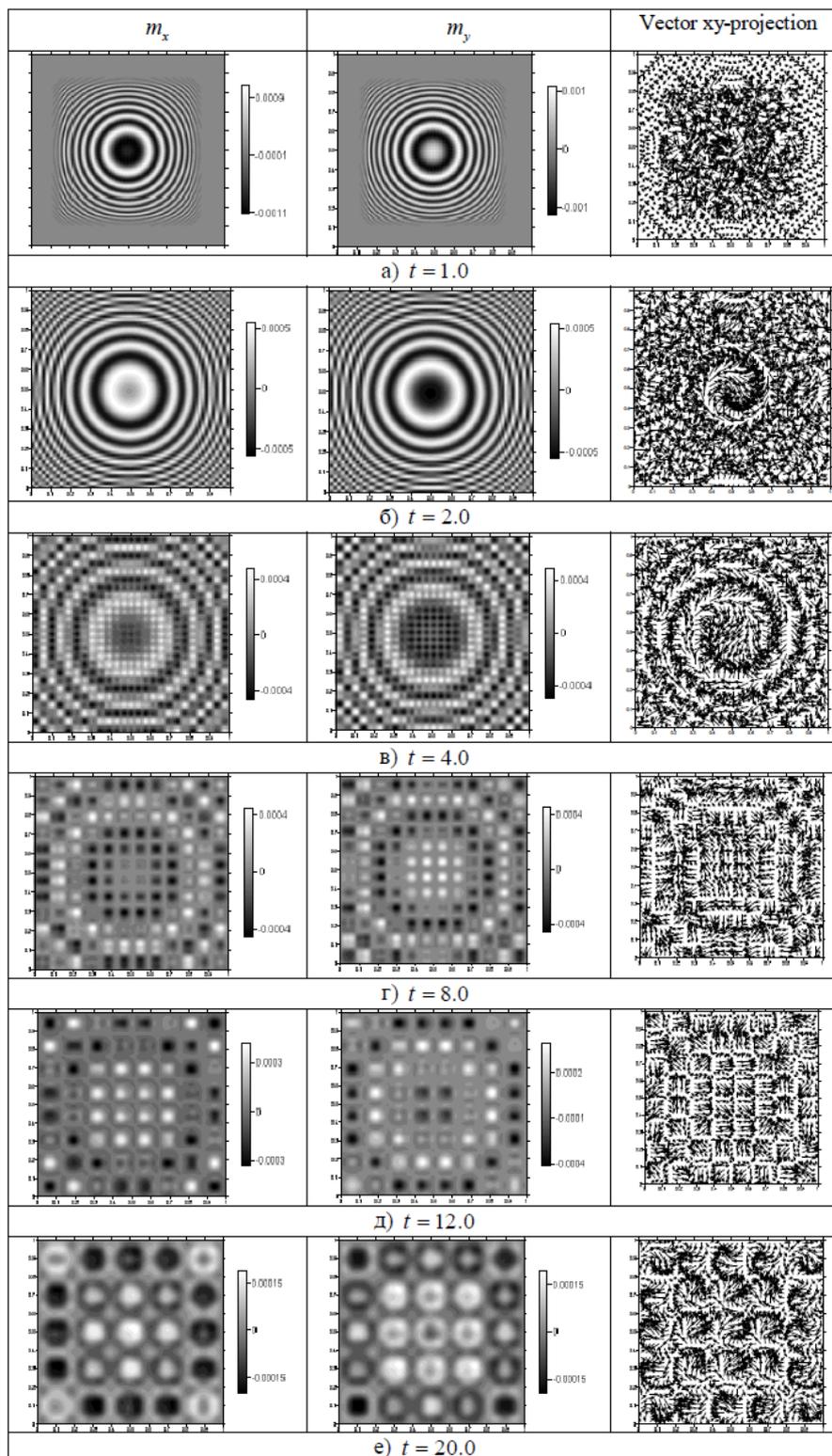


Рис. 2. Фото-изображения функций m_x , m_y в отдельные моменты времени (колонки 1 и 2) и проекция вектора намагниченности на плоскость пленки (колонка 3). Светлые участки на фотоизображениях соответствуют максимумам функций, темные участки минимумам.

УДК 538.9

Солитоны в полубесконечных ферромагнетиках с различными типами анизотропий

Киселев В.В.

д.ф.-м.н., Институт физики металлов УрО РАН им. М.Н. Михеева

Расковалов А.А.

к.ф.-м.н., Институт физики металлов УрО РАН им. М.Н. Михеева

***Аннотация.** В рамках модели Ландау-Лифшица аналитически описаны уединенные волны – солитоны – в полубесконечном ферромагнетике при краевых условиях, соответствующих частичному закреплению спинов на границе образца. Задача последовательно решена для изотропного, легкоосного, легкоплоскостного и двухосного ферромагнетиков. Проведен сравнительный анализ поведения солитонов в исследуемых системах.*

***Ключевые слова:** солитоны, уравнение Ландау-Лифшица, закрепление спинов, кристаллографическая магнитная анизотропия.*

Solitons in the semi-infinite ferromagnets with different types of anisotropies

Kiselev V.V.

Dr. Sc., M.N. Mikheev Institute of Metal Physics UB RUS

Raskovalov A.A.

Ph. D., M.N. Mikheev Institute of Metal Physics UB RUS

***Annotation.** In the framework of the Landau-Lifshitz model the solitary waves – solitons – are described analytically at the boundary conditions, corresponding to the partial spin pinning on the boundary of the sample. The problem is successively solved for isotropic, easy-axis, easy-plane, two-axis ferromagnets. Comparative analysis of the soliton's behavior is made in the investigated systems.*

***Keywords:** solitons, Landau-Lifshitz equation, spin pinning, crystallographic magnetic anisotropy*

В книге [1] методом обратной задачи рассеяния (МОЗР) получены точные солитонные решения уравнений Ландау – Лифшица для безграничных ферромагнетиков с различными типами анизотропий: изотропного, легкоосного, легкоплоскостного, двухосного. В работе [2] указана возможность учета границы образца: а именно, указаны наиболее общие смешанные краевые условия на границе, учет которых оставляет задачу интегрируемой и допускает точные решения. Соответствующая модификация МОЗР была проделана в работе [3] на примере нелинейного уравнения Шредингера. В работах [4-9] нам удалось применить схему [3] для интегрирования различных моделей Ландау-Лифшица. Наиболее простым является случай изотропного ферромагнетика. Соответствующее уравнение Ландау-Лифшица (в безразмерных переменных) имеет вид:

$$\partial_t \mathbf{S} = [\mathbf{S} \times \partial_x^2 \mathbf{S}], \quad \mathbf{S}^2 = 1, \quad (1)$$

где $\mathbf{S}(x, t)$ – нормированный вектор намагниченности, $0 < x < \infty$. Интегрируемые краевые условия для него представляются в виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{S}(x, t) &\rightarrow \mathbf{e} = (0, 0, 1), \quad \partial_x \mathbf{S}(x, t) \rightarrow 0 \quad \text{при } x \rightarrow +\infty \\ [\mathbf{S} \times (\partial_x \mathbf{S} + h\mathbf{e})]_{x=0} &= 0; \end{aligned} \tag{2}$$

\mathbf{e} и h можно трактовать как эффективное поле однонаправленной поверхностной анизотропии на границе $x=0$ образца. Смешанное краевое условие (2) определяет частичное закрепление спинов на границе. При $h \rightarrow 0$ имеем условие со свободными краевыми спинами:

$$[\mathbf{S} \times \partial_x \mathbf{S}]_{x=0} = 0$$

В формальном пределе $|h| \rightarrow \infty$ получаем полностью закрепленные спины:

$$S_3|_{x=0} = \pm 1.$$

Интегрирование модели (1), (2) с помощью МОЗР дает два типа солитонов. Первый из них – приграничные солитоны. Они не движутся как целое, но совершают продольные колебания у края образца. Простейший приграничный солитон записывается в виде:

$$\begin{aligned} S_3 = 1 - \frac{2(h^2 - v^2)}{[h \operatorname{ch}(v x) - v \operatorname{sh}(v x)]^2}, \quad S_1 + i S_2 = \frac{2 i \gamma(t) (h \operatorname{sh}(v x) - v \operatorname{ch}(v x))}{[h \operatorname{ch}(v x) - v \operatorname{sh}(v x)]^2}, \\ \gamma(t) = e^{i \varphi(t)} \sqrt{h^2 - v^2}, \quad \varphi(t) = v^2 t + \varphi_0, \end{aligned} \tag{3}$$

где φ_0 – вещественная постоянная, параметр $v > 0$. Намагниченность в области локализации солитона прецессирует с частотой $\omega = v^2$ вокруг оси анизотропии Oz . Вид приграничных солитонов существенно зависит от поля h . При $h > 0$ солитону (3) энергетически выгодно отодвинуться от края образца (рис. 1а), а при $h < 0$ – прижаться к краю (рис. 1б). При фиксированной величине поля анизотропии на частоту прецессии налагается ограничение: $\omega < h^2$.

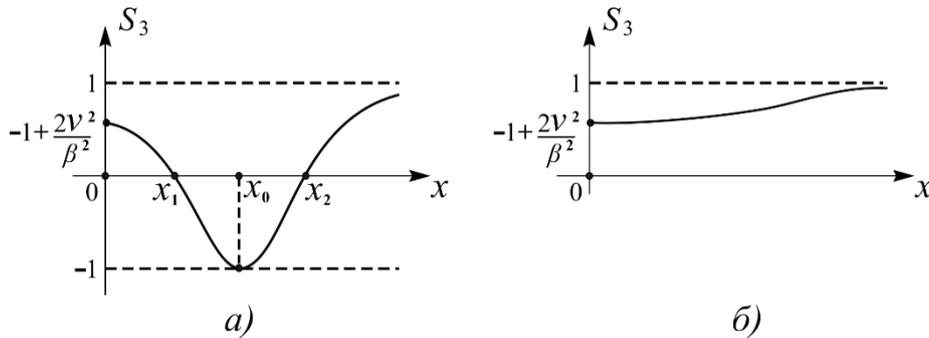


Рис. 1. S_3 -компонента намагниченности (3) вблизи края образца при $h > 0$ (а) и $h < 0$ (б)

Второй тип возможных солитонных возбуждений – движущиеся солитоны – бризеры. Бризеры имеют собственную частоту пульсаций и упруго отражаются от границы образца. В результате отражения они приобретают сдвиги центра масс и фазы пульсаций, которые характеризуются степенью закрепления спинов на границе образца.

В случае легкоосного ферромагнетика к правой части (1) добавляется слагаемое $(\mathbf{e}, \mathbf{S})[\mathbf{S} \times \mathbf{e}]$, где $\mathbf{e} = (0, 0, 1)$ задает направление оси анизотропии, а краевое условие (2) остается прежним. В этом случае в образце также могут формироваться как отражающиеся от границы движущиеся солитоны, так и приграничные. Энергетически выгодно оказывается, когда около границы локализуется при $h > 0$ – четное, а при $h < 0$ – нечетное количество солитонов.

По сравнению со случаем изотропного ферромагнетика, наличие одноосной анизотропии в системе ведет к добавочному ограничению на протяженность солитонов. В размерных переменных характерный масштаб локализации выражается в единицах магнитной длины $l_0 = \sqrt{K/\alpha}$, где $K > 0$ – постоянная обменного взаимодействия, $\alpha > 0$ – константа магнитной анизотропии.

Для ферромагнетика с анизотропией типа “легкая плоскость” [6] (базисная плоскость Oxy параллельна границе образца) образование неподвижных приграничных солитонов оказывается исключено. Движущиеся солитоны представляют собой отдельные волны поворота намагниченности, либо их связанные состояния – бризеры. Взаимодействие бризеров с границей образца качественно происходит так же, как и в случае изотропного и легкоосного ферромагнетиков: бризер упруго отражается от границы образца, приобретая добавочный сдвиг “центра масс” и фазы пульсаций.

Поведение отдельных волн поворота в образце зависит от величины поля поверхностной анизотропии. В малых полях $|h| < ch^{-1}\rho$ волна поворота намагниченности в полубесконечном легкоплоскостном ферромагнетике имеет вид:

$$S_1 = -1 + \frac{2}{\tau} \operatorname{th}^2 \rho \operatorname{ch}^2 y, \quad S_2 = -\frac{2 \operatorname{sign} c_0}{\tau} \operatorname{th}^2 \rho \operatorname{sh} s \operatorname{ch} y, \\ S_3 = -\frac{2 \operatorname{sign} c_0}{\tau \operatorname{ch}^2 \rho} \operatorname{sh} \rho \operatorname{ch} s \operatorname{ch} y, \quad \tau = \operatorname{ch}^2 s + \operatorname{th}^2 \rho \operatorname{sh}^2 y, \quad (4)$$

в то время, как в больших полях $|h| > ch^{-1}\rho$:

$$S_1 = -1 + \frac{2}{\tau} \operatorname{th}^2 \rho \operatorname{sh}^2 y, \quad S_2 = -\frac{2 \operatorname{sign} c_0}{\tau} \operatorname{th}^2 \rho \operatorname{ch} s \operatorname{sh} y, \\ S_3 = -\frac{2 \operatorname{sign} c_0}{\tau \operatorname{ch}^2 \rho} \operatorname{sh} \rho \operatorname{sh} s \operatorname{sh} y, \quad \tau = \operatorname{sh}^2 s + \operatorname{th}^2 \rho \operatorname{ch}^2 y, \quad (5)$$

Здесь $y = \frac{z}{\operatorname{ch} \rho} - \frac{1}{2} \ln |f|$, $f = \frac{h \operatorname{ch} \rho + 1}{h \operatorname{ch} \rho - 1}$, $s = \frac{\operatorname{sh} \rho}{\operatorname{ch}^2 \rho} (t - t_0)$, $t_0 = \frac{\operatorname{ch}^2 \rho}{2 \operatorname{sh} \rho} \ln \frac{|f|}{c_0^2}$; c_0 – вещественная константа, ρ – вещественный параметр. Вдали от края образца солитоны (4), (5) превращаются в хорошо известную волну поворота в безграничном легкоплоскостном ферромагнетике (рис. 2). В момент $t = t_0$ взаимодействия с границей образца ядра солитонов (4), (5) сильно деформируются. А именно, в случае малых полей все спины ложатся в плоскость Oxz (рис. 3а) – распределение намагниченности в солитоне (4) становится неелевским, – а при больших полях спины ложатся в плоскость Oxy (рис. 3б), и распределение намагниченности в солитоне (5) оказывается блоховским. При этом при $h > 0$ намагниченность в солитонах (4), (5) достигает экстремума в некоторой точке $z = z_0 = \operatorname{ch} \rho \ln |f| / 2$ вблизи границы (в центрах солитонов).

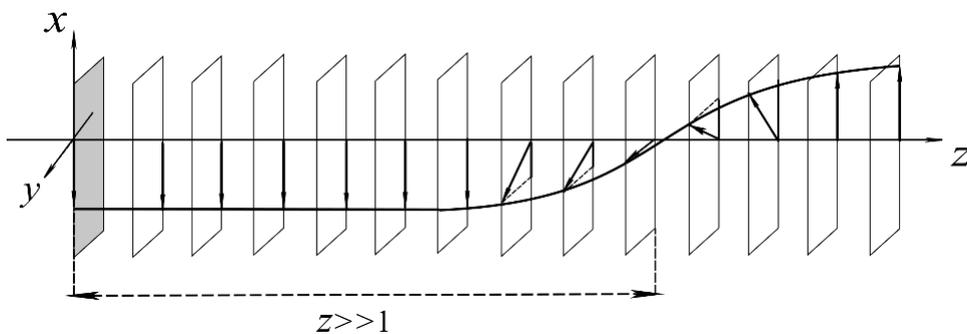


Рис. 2. Волна поворота (4) вдали от границы образца в случае $c_0 > 0$.

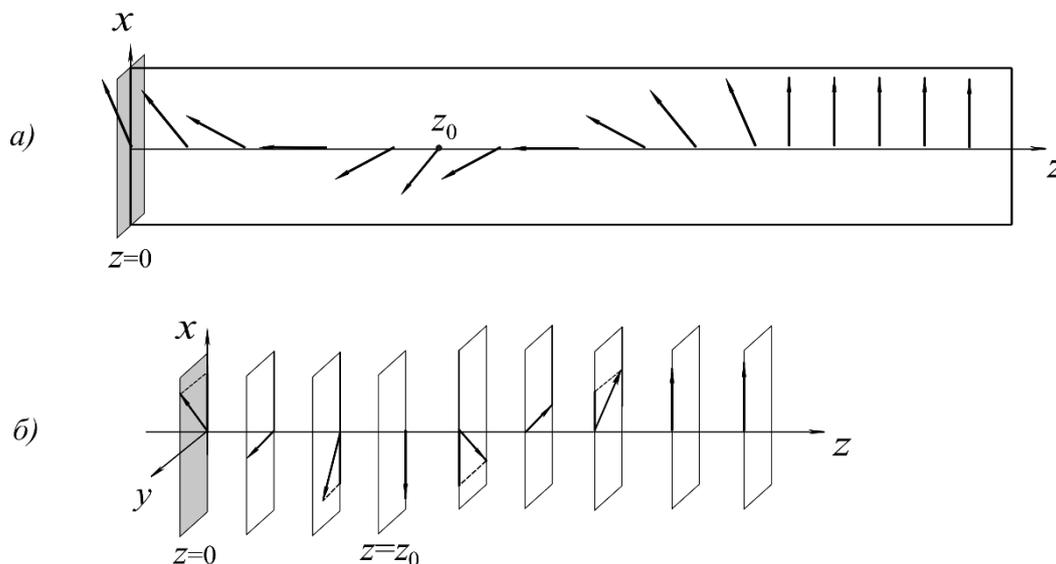


Рис. 3. Солитон (4) (а) и (5) (б) в момент столкновения с границей образца в случае $h>0$

В случае ферромагнетика с двухосной анизотропией приграничные солитоны в образце также не образуются, – их подавляет дополнительная анизотропия в плоскости, параллельной границе образца, которая имеет кристаллографическое происхождение и/или обусловлена учетом размагничивающих полей. Поведение движущихся солитонов – доменных стенок и пульсирующих бризеров – качественно схоже с поведением солитонов при отражении от границы легкоплоскостного ферромагнетика. Числом доменных стенок в образце можно управлять, меняя характер закрепления спинов на границе.

Работа выполнена в рамках гос. задания Минобрнауки России (тема “Квант”, № г.р. 122021000038-7).

Список использованных источников:

1. Борисов А.Б., Киселев В.В. Квазиодномерные магнитные солитоны. – М.: Физматлит, 2014. – 520 с.
2. Складчин Е.К. Граничные условия для интегрируемых уравнений. // Функциональный анализ и его приложения. – 1987. – Т. 21, №2. – С. 86-87.
3. Бибииков П.Н., Тарасов В.О. Краевая задача для нелинейного уравнения Шредингера // Теоретическая и математическая физика. – 1989. – Т. 79, №3. – С. 334-346.
4. Киселев В.В. Нелинейная динамика гейзенберговского ферромагнетика на полуоси // ЖЭТФ. – 2023. – Т. 163, №3. – С. 375-386.
5. Киселев В.В. Солитоны в полубесконечном ферромагнетике с анизотропией типа “легкая ось” // Теоретическая и математическая физика. – 2024. [принята в печать]
6. Киселев В.В., Расковалов А.А. Солитоны в полубесконечном ферромагнетике с анизотропией типа “легкая плоскость” // Известия РАН. Серия физическая. – 2024. [принята в печать]

УДК 537.622.6

Дрейф доменных границ в пластинах ферритов-гранатов с температурой магнитной компенсации**Памятных Л.А.**

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел НИИ Физики и прикладной математики, Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет (НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ)

Лысов М.С.

научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Мехоношин Д.С.

младший научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Памятных С.Е.

PhD, научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Агафонов Л.Ю.

младший научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

Шматов Г.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ

***Аннотация.** В области температур магнитной компенсации T_k и спиновой переориентации исследовался дрейф и колебания доменных границ (ДГ) в монокристаллической пластине – (111) феррита-граната с многоосной магнитной анизотропией. Установлено изменение направления скорости дрейфа ДГ на противоположное при изменении температуры. Определены зависимости скорости дрейфа ДГ от амплитуды гармонического магнитного поля при температурах $T > T_k$ и $T < T_k$.*

***Ключевые слова:** Ферриты-гранаты, дрейф доменных границ, динамические доменные структуры*

Drift of domain walls in iron garnet plates with magnetic compensation temperature**Pamyatnykh L.A.**

PhD, Senior research fellow, Department of Magnetism of Solids, Research Institute of Physics and Applied Mathematics (DMS RIPAM), Institute of Natural Sciences and Mathematics (INSM), Ural Federal University

Lysov M.S.

Research fellow, DMS RIPAM, INSM, Ural Federal University

Mekhonoshin D.S.

Junior research fellow, DMS RIPAM, INSM, Ural Federal University

Pamyatnykh S.E.

PhD, Research fellow, DMS RIPAM, INSM, Ural Federal University

Agafonov L.Yu.

Junior research fellow, DMS RIPAM, INSM, Ural Federal University

Shmatov G.A.

PhD, Senior research fellow, DMS RIPAM, INSM, Ural Federal University

Annotation. *In the temperature range of magnetic compensation (T_K) and spin reorientation, the drift and oscillations of domain walls (DW) in (111) iron garnet single-crystal plate with multiaxial magnetic anisotropy were studied. A change of the direction of the DW drift velocity to the opposite direction was established with a change in temperature. Dependences of the DW drift velocity on amplitude of harmonic magnetic field at temperatures $T > T_K$ and $T < T_K$ are obtained.*

Keywords: *iron garnets, domain walls drift, dynamic domain structures*

Сообщаются результаты экспериментального исследования и численного моделирования дрейфа доменных границ (ДГ) в пластинах ферритов-гранатов с температурой магнитной компенсации T_K .

На актуальность исследований ферромагнетиков с температурой магнитной компенсации указывалось в [1] в связи с возможными интересными динамическими эффектами в этих материалах.

Изучались колебания и дрейф доменных границ в гармоническом магнитном поле $H = H_0 \sin(2\pi ft)$, приложенном перпендикулярно поверхности образца. Частота изменялась в интервале 30 – 1200 Гц, амплитуда достигала 500 Э. Доменная структура (ДС) выявлялась с помощью магнитооптического эффекта Фарадея и регистрировалась на цветную цифровую камеру Basler A504кс со скоростью съемки до 2000 кадров в секунду. Для изучения динамики ДС использовалась стробоскопическая методика [2]. Температура в диапазоне 77 - 300 К поддерживалась с помощью оптического криостата Linkam THMS600, модернизированного для измерений в переменных магнитных полях.

Приводятся результаты, полученные на пластине-(111) феррита-граната $(\text{TbErGd})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ с параметрами: толщина $L = 50$ мкм, намагниченность насыщения $M_s = 40$ Гс, константы кубической $K_1 = -3,4 \cdot 10^3$ эрг/см³ и одноосной $K_u = 5,5 \cdot 10^3$ эрг/см³ магнитной анизотропии.

На рис. 1 даны модели ДС, которые наблюдались в образце при спин-переориентационном фазовом переходе (СПФП), который имел место при $T < T_K = 193\text{K}$. В исходном размагниченном состоянии (рис. 1а) в образце наблюдались две магнитные фазы $\Phi_{[\bar{1}11]}$ и $\Phi_{[1\bar{1}\bar{1}]}$ ($\Phi_{[\bar{1}11],[1\bar{1}\bar{1}]}$). Такое распределение векторов \mathbf{M}_S характерно для многоосного кристалла [2].

По разные стороны от T_K наблюдались домены фаз $\Phi_{[\bar{1}11],[1\bar{1}\bar{1}]}$ (схемы на рис. 1а и 1б). При $T < T_K$ наблюдается СПФП $\Phi_{[\bar{1}11],[1\bar{1}\bar{1}]} \rightarrow \Phi_{[\bar{2}11],[2\bar{1}\bar{1}]} \rightarrow \Phi_{[111],[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]}$. При этом векторы \mathbf{M}_S в доменах укладывались в плоскость образца и формировались широкие (с периодом структуры 250 мкм) полосовые домены магнитных фаз $\Phi_{[\bar{2}11],[2\bar{1}\bar{1}]}$ (схема на рис. 1с). При последующем уменьшении температуры векторы \mathbf{M}_S выходили из плоскости образца и ориентировались вдоль осей $[111]$ и $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ (фазы $\Phi_{[111],[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]}$ на рис. 1д).

В интервале температур, включающем T_K , исследовано поведение полосовой ДС различных магнитных фаз в гармоническом поле. В переменном магнитном поле перемагничивание образца начинается с колебаний ДГ, затем при определенной величине поля, зависящего от частоты, начинается направленное движение ДГ – дрейф ДГ. Получена зависимость скорости дрейфа полосовых доменов от амплитуды поля при разных значениях

температуры (рис. 2), а также данные о форме колебаний ДГ при фиксированной частоте (рис. 3).

При $T < T_K$ наблюдался дрейф полосовых доменов магнитных фаз $\Phi_{[\bar{2}11],[2\bar{1}\bar{1}]}$. При этом дрейф полосовых доменов фаз $\Phi_{[\bar{1}11],[1\bar{1}\bar{1}]}$ и $\Phi_{[111],[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]}$ не наблюдался.

Отмечается особенность: домены магнитных фаз $\Phi_{[\bar{1}11],[1\bar{1}\bar{1}]}$, которые формируются симметрично по разные стороны от T_K , дрейфуют при $T > T_K$ и не дрейфуют при $T < T_K$. Возможной причиной является резкое возрастание коэрцитивной силы образца при $T < T_K$.

При $T > T_K$ наблюдается дрейф доменных границ во всем диапазоне температур до 300 К. Зависимости скорости дрейфа V_{dr} от амплитуды H_0 даны на рис. 2. Особенностью динамического поведения полосовой ДС при $T > T_K$ является смена направления дрейфа на противоположное в узком температурном диапазоне 273 – 283 К.

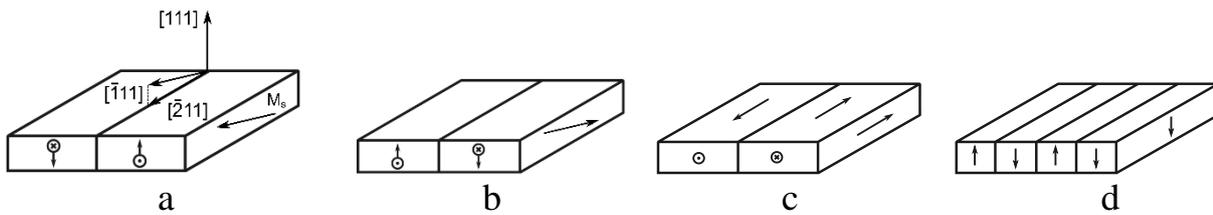


Рис. 1. Модели доменной структуры феррита-граната в области температур магнитной компенсации и спиновой переориентации: $T = a) 253$ К; $b) 153$ К; $c) 138$ К; $d) 113$ К.

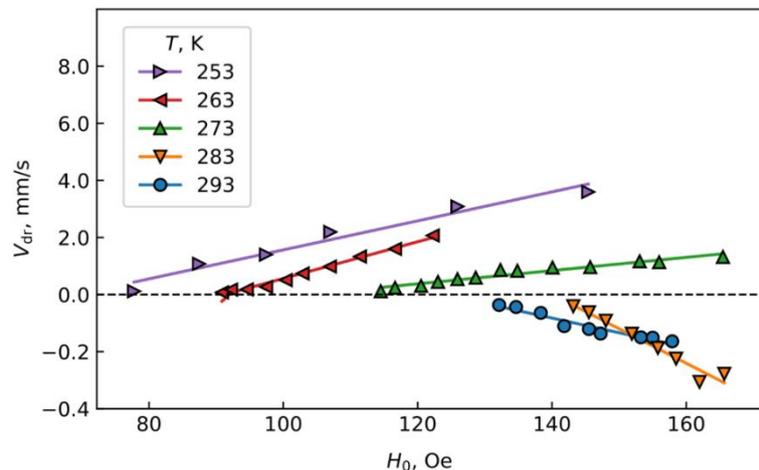


Рис. 2. Зависимости скорости дрейфа полосовых доменов от амплитуды гармонического магнитного поля при $T > T_K$.

В области температур изменения направления дрейфа ДГ (273–283 К) были исследованы колебания ДГ в гармоническом магнитном поле частотой $f = 120$ Гц при амплитудах поля H_0 , недостаточных для начала дрейфового движения ДГ (рис. 3). При этом фиксировались начальные положения ДГ (до подачи магнитного поля) и положения ДГ после выключения поля, которые при достаточно малых значениях амплитуды H_0 совпадали (показаны пунктирными линиями на рис. 3).

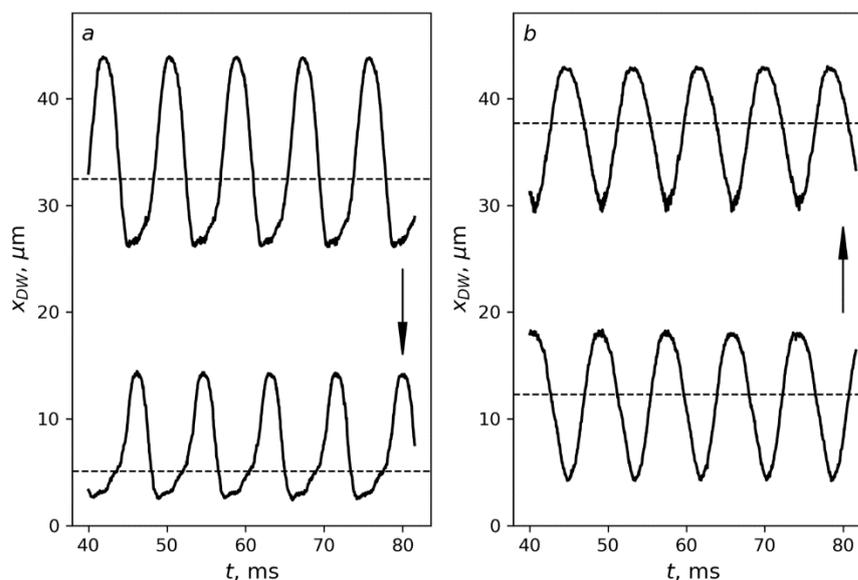


Рис. 3. Формы колебаний доменных границ в переменном магнитном поле частотой $f = 120$ Гц и амплитудой а) $H_0 = 74$ Э и б) $H_0 = 75$ Э. Температура образца: а) $T = 273$ К, б) $T = 283$ К. Пунктирными линиями показаны положения доменных границ в отсутствие магнитного поля, стрелками — направления последующего дрейфа доменных границ при данной температуре.

Видно, что форма колебаний ДГ значительно отличается от синусоидальной (что более ярко выражено при $T = 273$ К, рис. 3а), при этом колебания ДГ являются несимметричными относительно их положений в отсутствие магнитного поля: в процессе колебаний максимальные смещения ДГ по направлению их дрейфа (вдоль оси x при $T = 273$ К, против оси x при $T = 283$ К, отмечены стрелками на рис. 3) меньше, чем максимальные смещения ДГ против направления дрейфа.

Возможной причиной смены направления дрейфа ДГ является изменение направления градиента внутреннего поля в образце с изменением температуры [3].

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания (тема FEUZ-2023-0020).

Список использованной литературы:

1. З.В. Гареева, С.М. Чен Сверхбыстрая динамика доменных границ в антиферромагнетиках и ферромагнетиках с температурами компенсации магнитного и углового моментов (Миниобзор) // Письма в ЖЭТФ. – 2021. – Том 114, Вып. 4. – с. 250 – 262.
2. Л.А. Памятных, Д.С. Мехоношин, С.Е. Памятных, Л.Ю. Агафонов, М.С. Лысов, Г.А. Шматов Асимметричность колебаний доменных границ в гармоническом и импульсном магнитных полях в кристаллах ферритов-гранатов с дрейфом полосовой доменной структуры // Физика твердого тела. – 2019. – Том 61, Вып. 3. – с. 483 – 492.
3. L. Pamyatnykh, M. Lysov, S. Pamyatnykh, G. Shmatov Reversal of domain walls drift direction in a low-frequency magnetic field in iron garnet crystals // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2022. – Vol. 542. – 168561.

УДК 537.622.4

Обобщенное уравнение Тиля для взаимодействующего с примесью скирмиона

Лобанов И.С.

к.ф.-м.н., доцент физического факультета Университета ИТМО

Уздин В.М.

д.ф.-м.н., профессор физического факультета Университета ИТМО

Аннотация. Выведено обобщенное уравнение Тиля, описывающее движение скирмиона, взаимодействующего с примесью. Мы показываем, что при включении радиуса скирмиона и толщины доменной стенки в число обобщенных координат движение скирмиона в адиабатическом приближении корректно описывается без использования эффективного потенциала. Для описания динамики за пределами адиабатического приближения мы отмечаем важность учета сопряженных обобщенных импульсов. Мы показываем, что спиральность скирмиона является сопряженной к радиусу, а также выделяем сопряженные к трансляциям импульсы. Точность модели проверена сравнением с численным решением уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта.

Ключевые слова: динамика движения магнитных солитонов, магнитные скирмионы, уравнение Тиля, коллективные координаты.

Generalized Thiele equation for skyrmion interacting with impurity

Lobanov I.S.

C. Sc., Associate Professor, Faculty of Physics, ITMO University

Uzdin V.M.

Dr. Sc., Professor, Faculty of Physics, ITMO University

Annotation. A generalized Thiel equation describing the motion of a skyrmion interacting with an impurity is derived. If the radius of the skyrmion and the thickness of the domain wall are included in the number of generalized coordinates, the motion of the skyrmion in the adiabatic approximation is correctly described without using an effective potential. To describe dynamics beyond the adiabatic approximation, we note the importance of taking into account conjugate generalized impulses. We show that the helicity of the skyrmion is conjugate to the radius, and we also isolate the pulses conjugate to the translations. The accuracy of the model is verified by comparison with the numerical solution of the Landau-Lifshitz-Hilbert equations.

Keywords: dynamics of motion of magnetic solitons, magnetic skyrmions, Thiel equation, collective coordinates.

Движение доменных стенок (ДС) и топологических солитонов (ТС) в магнетиках является основой многих устройств, таких как беговая память, логические схемы на основе магнетиков, нейроморфные устройства и т. д. [1,2,3] Наличие примесей значительно влияет на динамику солитонов [4,5,6], так для сдвига ДС в беговой памяти требуется значительный ток

спинового переноса из-за застревания ДС на примесях, в то время как магнитные скирмионы могут обегать примесь, и на их отрыв энергия не требуется. Для описания движения ДС и ТС часто используют уравнение Тиля, получаемое сужением уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) на небольшое число степеней свободы, параметризующих некий анзац [6,7,8,9]. Классическое уравнение Тиля [7] работает в предположении сохранения формы солитона и задает только скорость движения его как целого. При взаимодействии с примесями форма солитона может значительно изменяться, что требует рассмотрения большего числа степеней свободы. Метод получения таких обобщенных уравнений Тиля приведен, например, в [9].

Уравнения Ландау-Лифшица являются частным случаем гамильтоновой системы, однако при выводе обобщенного уравнения Тиля этот факт часто игнорируется. Мы показываем, что диссипативная матрица в уравнения Тиля отвечает не только за релаксацию системы, но и за связь обобщенных координат с соответствующими импульсами. Двумя такими обобщенными координатами являются координаты центра скирмиона. В идеализированной модели, рассматривающей скирмион в виде 360-градусной доменной стенки, одну из этих координат можно взять за обобщенную координату, а вторая будет играть роль сопряженного обобщенного импульса. Однако условия гладкости поля намагниченности в центре скирмиона приводят к появлению пары обобщенных импульсов, сопряженных координатам центра скирмиона. Это приводит к появлению массы скирмиона и существованию возбуждения скирмиона, движущегося с постоянной скоростью в отсутствие диссипации, даже если внешние поле и токи отсутствуют.

Простейшим способом учета изменения формы скирмиона является изменение его радиуса, что соответствует возбуждению дыхательной моды [10]. Эта мода легко возбуждается при взаимодействии скирмиона с примесями и другими солитонами, а также при взаимодействии с внешними полями, нагреве и т. п. Мы выбираем радиус скирмиона в качестве одной из коллективных координат. Оказывается, что сопряженным импульсом к радиусу является спиральность скирмиона, т. е. угол, образуемый проекцией намагниченности на плоскость пленки и нормалью к его доменной стенке. Результаты нашего моделирования показывают, что при изменении размера скирмиона учет осцилляций спиральности критичен, так уравнение Тиля с учетом только радиуса дает время релаксации в разы меньше, чем при учете всех степеней свободы в уравнении ЛЛГ.

Взаимодействие с примесью локально возмущает доменную стенку скирмиона, вообще говоря, возбуждая множество мод и нарушая симметрию скирмиона. Однако, при большой диссипации и небольшой величине тока состояние намагниченности в каждый момент времени можно приближенно считать равновесным при заданном ограничении на расстояние между примесью и скирмионом. В работе [6] было показано, что можно определить потенциал взаимодействия с примесью, позволяющий с помощью уравнения Тиля адекватно описать захват скирмиона примесью, срыв с примеси, отталкивание скирмиона от примеси и т. п. Мы показываем, что сложный для вычисления эффективный потенциал можно не вводить, если расширить число степеней свободы, включив радиус скирмиона, ширину его ДС и спиральность. Наш подход также позволяет корректно описывать динамику скирмионов при

более сильных токах и меньших параметрах диссипации, когда динамические эффекты начинают играть значительную роль, и адиабатическое приближение не применимо.

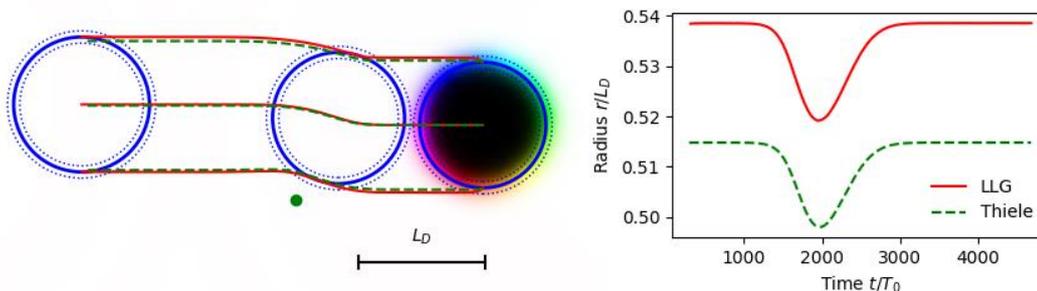


Рис. 1. Сравнение динамики скирмиона с учетом всех степеней свободы из уравнения ЛЛГ (сплошная красная линия) и из уравнения Тияля с учетом только положения центра, радиуса и спиральности (пунктирная зеленая линия). На левом рисунке показана траектория центра и огибающая к границе скирмиона. Положение примеси отмечено зеленой точкой. Радиус скирмиона и толщина доменной стенки показаны сплошной и пунктирной синими линиями для начального, конечного и самого близкого к примеси положений. Правый рисунок показывает изменение радиуса скирмиона со временем.

Мы описываем динамику скирмиона в тонкой магнитной пленке в присутствии примесей системой дифференциальных уравнений, коэффициенты которой выражаются в виде интегралов, допускающих хорошее приближение алгебраическими выражениями. На Рисунке 1 представлены результаты моделирования движения из уравнения ЛЛГ, учитывая все степени свободы, и сравнение с предсказанием нашей модели. Магнитная пленка описывалась микромагнитной моделью, включающей симметричный обмен с обменной жесткостью A , интерфейсный обмен Дзялошинского-Мории с константой D , анизотропию типа легкая ось с константой K и перпендикулярную плоскости пленки осью. Проведенные нами симуляции показывают, что предлагаемая модель хорошо описывает динамику скирмионов, если основное состояние системы является ферромагнитным. В качестве примера мы приводим результаты расчета для стабилизированного анизотропией скирмиона. В качестве естественных единиц выбраны период спиновой спирали $L_D = 4\pi A/D$ и период ларморовской прецессии $T_0 = \gamma V_D$ для характерного поля $V_D = D^2/(2M_s A)$. Константа анизотропии $K = 1,28 M_s V_D$. Отталкивающая примесь моделируется точечным возмущением анизотропии силы $0,5$ с прицельным параметром $0,6L_D$. Параметр диссипации равен $0,2$ и совпадает с диссипационным параметром тока спинового переноса. Сила тока соответствует переносу на L_D за время $1570 T_0$. Равновесный радиус скирмиона равен $\sim 0,5L_D$, а толщина стенки $\sim 0,09L_D$. Примесь не проникает в скирмион, заставляя его изменить траекторию. Результаты симуляции показывают, что величина отклонения скирмиона из-за взаимодействия с примесью адекватно предсказывается обобщенной моделью Тияля. При взаимодействии с примесью радиус скирмиона изменяется на 7% , а спиральность на $0,16^\circ$. Численные расчеты динамики из уравнения ЛЛГ требуют дискретизации микромагнитной модели, что приводит к ошибкам в вычислениях энергии и оценивании параметров. Обобщенное уравнение Тияля позволяет оценивать параметры солитонов на порядки более точно.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского Научного Фонда

№ 23-72-10028, <https://rscf.ru/project/23-72-10028/>

1. Fert A., Reyren N., Cros V. Magnetic skyrmions: Advances in physics and potential applications. // Nat. Rev. Mater. – 2017 – 2. – 17031.
2. Finocchio G., Buttner F., Tomasello R., Carpentieri M., Klau M. Magnetic skyrmions: from fundamental to applications. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2016. – 49. – 423001.
3. Parkin S. S. P., Yang S.-H. Memory on the racetrack. // Nat. nanotech. – 2015. – 10. – 195.
4. Reichhardt C. J. O., Milosevic M. V. Statics and dynamics of skyrmions interacting with disorder and nanostructures. // Rev. Mod. Phys. – 2022. – 94. – 035005.
5. Stier M., Strobel R., Krause S., Häusler W., Thorwart M. Role of impurity clusters for the current-driven motion of magnetic skyrmions. // PRB. – 2021 – 103. – 054420.
6. Muller J., Rosch A. Capturing of a magnetic skyrmion with a hole. // PRB. – 2015. – 91. – 054410.
7. Thiele A. A. Steady-state motion of magnetic domains // PRL. – 1973. – 30. – 230.
8. Iwasaki J., Mochizuki M., Nagaosa N. Universal current-velocity relation of skyrmion motion in chiral magnets. // Nat. commun. – 2013. – 4. – 1463.
9. Clarke D. J., Tretiakov O. A., Chern G.-W., Bazaliy Y. B., Tchernyshyov O. Dynamics of a vortex domain wall in a magnetic nanostrip: Application of the collective-coordinate approach. // PRB. – 2008. – 78. – 134412.
10. Lin S. Z., Batista C. D., Saxena A. Internal modes of a skyrmion in the ferromagnetic state of chiral magnets. // PRB. – 2014. – 89. – 024415.

УДК 537.632

Исследование динамики спиновых волн в связанной латеральной структуре со слоем металла

Одинцов С.А.

к.ф.-м. н., м.н.с. лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Пташенко А.С.

магистр, инженер лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Садовников А.В.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Аннотация. *Однонаправленный перенос информации часто реализуется в магнитных приложениях с помощью фильтров, изоляторов и циркуляторов. В этой работе предложена конструкция однонаправленной магнонной структуры, которая реализована в виде ЖИГ волноводов с латеральной связью, покрытых металлическим слоем. Экспериментально обнаружено и численно подтверждено, что предложенная структура может демонстрировать однонаправленную связь, которая может контролироваться направлением внешнего магнитного поля.*

Ключевые слова: *спиновые волны, магنونика, невязимость, латеральные структуры*

Investigation of spin wave dynamics in a coupled lateral structure with a metal layer

Odintsov S.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, research assistant of the laboratory.
"Magnetic Metamaterials"

Ptashenko A.S.

Master student, engineer of the laboratory. "Magnetic Metamaterials" SSU

Sadovnikov A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Open Systems Physics, SSU

Annotation. *Unidirectional information transfer is often realised in magnetic applications using filters, insulators and circulators. In this work, the design of unidirectional magnon structure is proposed, which is realised as laterally coupled YIG waveguides coated with a metallic layer. It is experimentally found and numerically verified that the proposed structure can exhibit unidirectional coupling, which can be controlled by the direction of the external magnetic field.*

Keywords: *spin waves, magnonics, nonreciprocity, lateral structures*

Исследования переноса спинового импульса в планарных и многослойных магнитных структурах позволяют предположить, что спиновые волны (СВ) могут быть использованы в качестве носителей информации в низкоэнергетических вычислительных устройствах. [1,2] Кроме того, невязимые свойства СВ используются в устройствах спинтроники, таких как диоды, изоляторы, гираторы и циркуляторы. Невязимость в СВ объясняется асимметричной эффективностью возбуждения СВ, движущихся в противоположных направлениях, и/или интерференцией между внутрислойной и внеплоскостной компонентами динамической намагниченности. Улучшение соотношения амплитуд невязимости разнонаправленных СВ может принести пользу таким СВ-устройствам, как диоды и изоляторы.[3]

Дипольное взаимодействие между намагниченными латерально параллельными волноводами может быть реализовано при однонаправленном переносе информации с помощью СВ. Теоретически спин-волновая связь изучалась в слоистой вертикальной структуре, состоящей из двух бесконечных пленок, разделенных зазором. Однако для экспериментальных исследований конфигурация такой структуры достаточно сложна из-за ограниченного доступа к отдельным слоям, что необходимо для возбуждения и детектирования распространяющихся СВ. Вместо этого дипольная связь была изучена экспериментально с помощью спектроскопии бриллюэновского рассеяния света.

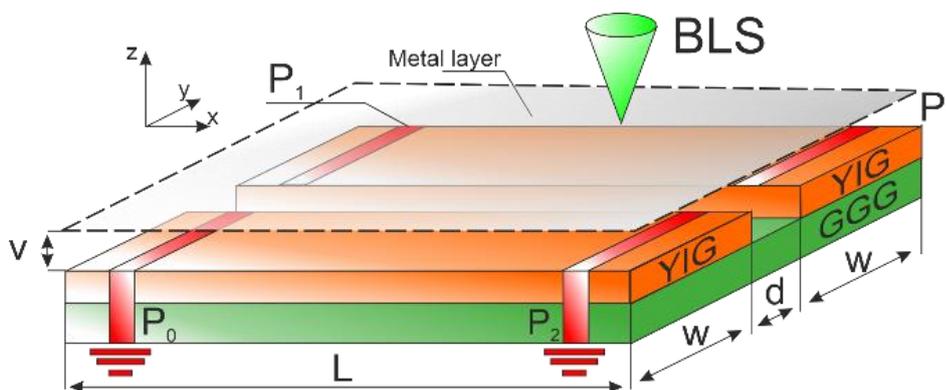


Рисунок 1. Схематическое изображение исследуемой структуры

В настоящей работе исследованы невзаимные свойства СВ, распространяющихся в латерально связанной системе волноводов, покрытых металлом. Экспериментально и численно было обнаружено, что предложенная структура может демонстрировать однонаправленную связь, которая легко управляется направлением внешнего магнитного поля. Такие системы могут служить строительными блоками для магнонных вычислительных архитектур, использующих невзаимное распространение спиновых волн. Схематическое изображение исследуемой системы показано на рис. 1. Два параллельных волновода из железо-иттриевого граната (YIG) (длина 8 мм, ширина $w = 200$ мкм и толщина $t = 10$ мкм) расположены латерально параллельно друг другу с зазором d на подложке из гадолиний-галлиевого граната. Над структурой с воздушным зазором v размещен металлический слой.

Экспериментальные и численные расчеты показывают, что, изменяя направление магнитного поля, можно повысить эффективность невзаимного распространения СВ в связанной структуре с металлическим слоем над ней. Таким образом, в системе сопряжения с вышележащим металлическим слоем возникает эффект эффективного невзаимного распространения СВ. В такой системе можно реализовать простой метод управления невзаимным распространением спиновых волн с помощью геометрии и равновесной конфигурации.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (№23-29-00610).

Список использованной литературы:

1. V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov and D.Grundler, Magnonics // J.Phys. D: Appl. Phys. 43, 264001 (2010)
2. A.V. Sadovnikov, S. A. Odintsov, S. E. Sheshukova et al. Nonlinear Lateral Spin-Wave Transport in Planar Magnonic Networks// IEEE Magnetic letters, - 2018 - Vol.9, 1, p. 1 - 5.
3. V.G. Harris, Modern Microwave Ferrites // IEEE Transactions on Magnetics 48, 1075 (2012).

УДК 537.611.45

Влияние наклона лёгкой плоскости антиферромагнетика на критические токи**Митрофанова А.Ю.**

и.о. м.н.с. ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Матвеев А.А.

инженер ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Сафин А.Р.

д.ф.-м. н., доцент, с.н.с ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Никитов С.А.

академик РАН, д.ф.-м.н., директор ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация. В данной работе для антиферромагнитного спин-Холловского осциллятора на основе гематита с лёгкой осью шестого и трудной осью второго порядков сделан переход от уравнений Ландау-Лифшица-Гилберта к упрощённой маятниковой модели, откуда были выведены аналитические выражения для критических токов старта автоколебаний и срыва затухающих колебаний. Полученные аналитические результаты верифицированы микромагнитным моделированием.

Ключевые слова: гематит, спин-Холловский осциллятор, критические токи

The influence of the inclination of the antiferromagnet easy plane on threshold currents**Mitrofanova A.Y.,**

Junior researcher of Kotel'nikov Institute of Radioengineering, RAS

Matveev A.A.,

Engineer of Kotel'nikov Institute of Radioengineering, RAS

Safin A.R.,Doctor of physical and mathematical sciences, Associate professor,
Senior researcher of Kotel'nikov Institute of Radioengineering, RAS**Nikitov S.A.**Academician of the RAS, Doctor of physical and mathematical sciences,
Director of Kotel'nikov Institute of Radioengineering, RAS

Annotation. In this work, for an antiferromagnetic spin Hall oscillator based on hematite with an easy axis of the sixth order and a hard axis of the second order, a transition was made from the Landau-Lifshitz-Gilbert equations to a simplified pendulum model, from which analytical expressions were derived for the threshold currents of the beginning of self-oscillations and the end of damping oscillations. The obtained analytical results were verified by micromagnetic modeling.

Keywords: hematite, spin Hall oscillator, threshold currents

В последние годы антиферромагнитные спин-Холловские осцилляторы (АФМ СХО) вызывают большой фундаментальный и практический интерес, обусловленный сложной в сравнении с ферромагнетиками динамикой намагниченностей антиферромагнитных материалов, а также высокими резонансными частотами антиферромагнетиков и возможностью использования спин-Холловских осцилляторов на их основе в устройствах ТГц электроники [1].

В [2] рассматривалась динамика единичного АФМ осциллятора, где в качестве антиферромагнетика использовался оксид никеля с трудной и лёгкой осями второго порядка, для случая, когда лёгкая плоскость (ЛП) перпендикулярна плоскости образца. Недостаток рассмотренной модели заключается в сложности изготовления образцов с ЛП, перпендикулярной их плоскости. В данной работе мы исследуем динамику единичного СХО на основе скошенного АФМ – гематита, в котором лёгкая ось шестого, а трудная ось – второго порядка, где ЛП отклонена от плоскости, перпендикулярной плоскости образца, на угол Ψ . Важно отметить, что помимо перехода к упрощённой маятниковой модели, сигма-модели, которую используют для математического описания динамики антиферромагнетиков [2, 3, 4], мы также проводим вычислительные эксперименты с помощью программного пакета *BORIS* [5], где численно решаются непосредственно уравнения Ландау-Лифшица-Гилберта.

Результаты вычислительных экспериментов для двух значений углов наклона, полученные с помощью *BORIS*, приведены на рис. 1. Здесь маркерами разных цветов обозначены прямой и обратный ход вычислительного эксперимента, моделирование динамики АФМ во время увеличения и уменьшения плотности постоянного тока соответственнов. $\omega_{\text{gen}} = \sigma J \cos \Psi / \alpha$ – аналитическое выражение для частоты автоколебаний, где $\sigma = 14 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 / (\text{А} \cdot \text{с})$ – коэффициент спинового переноса, J – плотность постоянного тока, $\alpha = 2 \cdot 10^{-4}$ – коэффициент затухания. Рис. 1 разделён на 3 области критическими токами старта автоколебаний J_{osc} и срыва затухающих колебаний, для которых можно получить следующие аналитические выражения

$$J_{\text{osc}} = 0.2975 \frac{\alpha \sqrt{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{e}}}}{\sigma \cos \Psi},$$

$$J_{\text{th}} = 0.2588 \frac{\omega_{\text{e}}}{\sigma \cos \Psi},$$

где $\omega_{\text{ex,e}} = \gamma H_{\text{ex,e}}$, γ – гиромагнитное отношение, $H_{\text{ex,e}}$ – магнитные поля обмена и анизотропии, для гематита $\omega_{\text{ex}} = 1.55 \cdot 10^{14} \text{ рад/с}$, $\omega_{\text{e}} = 1.76 \cdot 10^7 \text{ рад/с}$. Для выбранных параметров гематита при $\Psi = 0^\circ$ $J_{\text{osc}} = 2.22 \cdot 10^9 \text{ А/м}^2$, $J_{\text{th}} = 3.25 \cdot 10^9 \text{ А/м}^2$. Для токов $J < J_{\text{osc}}$ реализуется режим затухающих колебаний, при $J > J_{\text{th}}$ реализуется режим автоколебаний, в случае же, когда постоянный ток лежит между токами J_{osc} и J_{th} , реализуется промежуточный режим, т. н. гистерезис, когда динамический режим зависит от начальных условий.

Таким образом, в данной работе из упрощённой маятниковой модели для антиферромагнетиков с лёгкой осью шестого и трудной осью второго порядков получены аналитические выражения для критических токов. Для гематита полученные аналитически и численно с помощью микромагнитного моделирования результаты согласуются друг с другом. Выяснено, что с увеличением угла наклона ЛП критические токи увеличиваются.

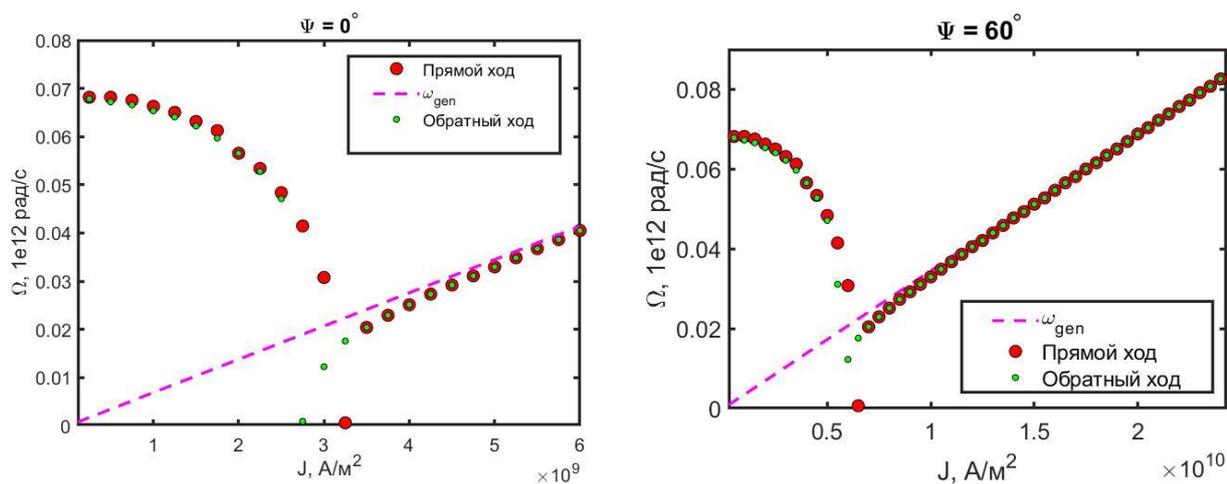


Рис. 1. Результаты микромагнитного моделирования для двух углов наклона лёгкой плоскости гематита. Прямой ход в направлении увеличения плотности постоянного тока, обратный – в направлении уменьшения.

Работа выполнена при поддержке Государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН (FFWZ-2022-0015).

Список использованной литературы:

1. Gomonay O. et al. Antiferromagnetic spin textures and dynamics // Nature Physics. – 2018. – №. 3. – С. 213-216.
2. Khymyn R. et al. Antiferromagnetic THz-frequency Josephson-like oscillator driven by spin current // Scientific reports. – 2017. – №. 1. – С. 43705.
3. Ozhogin V. I., Preobrazhenskii V. L. Effective anharmonicity of elastic subsystem in antiferromagnets // Physica B+ C. – 1977. – С. 979-981.
4. Звездин А.К., Мухин А.А. Новые нелинейные динамические эффекты в антиферромагнетиках // Краткие сообщения по физике ФИАН – 1981. – №. 12. – С. 10-16.
5. Lepadatu S. Boris computational spintronics – High performance multi-mesh magnetic and spin transport modeling software // Journal of Applied Physics. – 2020. – №. 24. – С. 243902.

УДК 537.635

Влияние размеров магнитных наночастиц на структуру и параметры дискретных бризеров в линейной цепочке

Бычков И.В.

д.ф.-м. н., профессор кафедры радиофизики и электроники ФГБОУ ВО ЧелГУ

Кузьмин Д.А.

д.ф.-м. н., профессор кафедры радиофизики и электроники ФГБОУ ВО ЧелГУ

Екомасов Е.Г.

д.ф.-м. н., профессор кафедры теоретической физики ФГБОУ ВО УУНиТ

***Аннотация.** Исследованы особенности динамики намагниченности в линейных цепочках магнитных наночастиц, связанных диполь-дипольным взаимодействием. Численное моделирование показало возможность существования локализованных колебаний намагниченности с сильным отклонением от положения равновесия – дискретного бризера. Проведен аналитический расчет частоты такого возмущения, хорошо согласующийся с результатами моделирования. Наличие диссипации приводит к конечному времени жизни дискретного бризера и его переходу к обычной прецессии намагниченности около состояния равновесия. Анализ выражения для частоты бризера показывает, что его существование возможно лишь в том случае, когда одна из главных осей частицы, ориентированная перпендикулярно направлению цепочки, много меньше двух остальных, т.е. когда частицы по форме близки к дискообразным.*

***Ключевые слова:** магнитные наночастицы, нелинейная динамика намагниченности, дискретные бризеры*

Influence of size of magnetic nanoparticles on structure and parameters of discrete breathers in linear chain

Bychkov I.V.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of radio-physics and electronics, Chelyabinsk State University

Kuzmin D.A.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of radio-physics and electronics, Chelyabinsk State University

Ekomasov E.G.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of the Department of theoretical physics, Ufa University of Science and Technology

***Annotation.** The features of magnetization dynamics in linear chains of magnetic nanoparticles connected by dipole-dipole interaction have been studied. Numerical modeling showed the possibility*

of the existence of localized magnetization oscillations with a strong deviation from the equilibrium position - a discrete breather. An analytical calculation of the frequency of such a disturbance was carried out, which is in good agreement with the modeling results. The presence of dissipation leads to a finite lifetime of a discrete breather and its transition to the usual precession of magnetization near the equilibrium state. Analysis of the expression for the breather frequency shows that its existence is possible only in the case when one of the main axes of the particle, oriented perpendicular to the direction of the chain, is much smaller than the other two, i.e. when the particles are close to disk-shaped in shape.

Keywords: magnetic nanoparticles, nonlinear magnetization dynamics, discrete breathers

Свойствам периодических массивов магнитных наночастиц уделяется внимание достаточно долгое время [1–4]. Помимо их потенциальной прикладной пользы, эти массивы предоставляют удобную платформу для изучения различных нелинейных магнитных волновых явлений [5–7]. Ангармоническая локализация колебаний в решетках занимает особое место среди других нелинейных волновых явлений. Дискретные бризеры (ДБ) в атомных и спиновых цепочках [8-11] представляют собой периодические во времени и пространственно локализованные возбуждения. В отличие от своих континуальных аналогов, которые обычно существуют только в интегрируемых системах, ДБ могут существовать в дискретных средах, которые не обязательно описываются интегрируемыми уравнениями. Ранее существование ДБ было предсказано теоретически для цепочек магнитных наноточек связанных диполь-дипольным взаимодействием [12]. Однако в расчетах предполагалось отсутствие диссипации, а также не было учтено наличие размагничивающих полей в наночастицах с конечными размерами. Настоящая работа посвящена исследованию возможности и условий существования ДБ в цепочке магнитных наночастиц, с учетом указанных особенностей.

Рассмотрим цепочку ферромагнитных наночастиц находящихся на расстоянии l друг от друга. Каждая частица представляет собой эллипсоид с полуосями a , b и c . Размеры частиц и температурный режим позволяют считать частицы однодоменными с однородным распределением намагниченности. Моделирование динамики намагниченности в цепочке наночастиц проведено в рамках численного решения уравнения Ландау-Лифшица с учетом диссипативного слагаемого в форме Гильберта:

$$\frac{d\mathbf{M}_n}{dt} = -\gamma[\mathbf{M}_n, \mathbf{H}_{eff,n}] + \alpha \left[\mathbf{M}_n, \frac{d\mathbf{M}_n}{dt} \right], \quad \mathbf{H}_{eff,n} = \mathbf{H}_{d,n} + \mathbf{H}_{d-d,n}.$$

Здесь $\mathbf{H}_{d,n} = (-N_x M_{x,n}, -N_y M_{y,n}, -N_z M_{z,n})$ – размагничивающее поле, N_i – размагничивающие факторы наночастицы. Эффективное поле, возникающее в системе за счет диполь-дипольного взаимодействия, имеет следующий вид:

$$\mathbf{H}_{d-d,n} = \sum_{k \neq n} \frac{3(\mathbf{M}_k \mathbf{R}_{nk}) \mathbf{R}_{nk} - \mathbf{M}_k |\mathbf{R}_{nk}|^2}{|\mathbf{R}_{nk}|^5},$$

где \mathbf{R}_{nk} – радиус-вектор направленный из центра частицы n в центр частицы k .

В указанной цепочке магнитных наночастиц обнаружено существование ДБ, особенно ярко выраженных в цепочках частиц с $a = b \gg c$ (т.е. близких по форме к дискам). На рис. 1 приведен пример моделирования динамики намагничивания и получения ДБ в цепочке из 50 наночастиц N_i с размерами $a = b = 100$ нм, $c = 10$ нм, $l = 500$ нм. Начальное отклонение 25-й частицы составляло $M_z = 0.85M_0$, намагниченности всех остальных частиц были направлены вдоль оси x . Без диссипации компоненты намагниченности M_x и M_y совершают осцилляции, в то время как компонента M_z остается практически неизменной. Из спектра Фурье можно оценить собственную частоту ДБ, которая составляет 8 ГГц, эта частота определяется начальным отклонением намагниченности. При учете диссипации происходит постепенное

уменьшение частоты ДБ, сопровождающееся увеличением амплитуды колебаний компонент M_x и M_y . Качественное изменение в поведении системы наблюдается в момент времени около 3 нс. Тогда осцилляции намагниченности в плоскости xu сменяются осцилляциями в плоскости uz , т.е. стандартными магнитными колебаниями около равновесного состояния. Компонента M_x при этом релаксирует к равновесному состоянию $M_x = 1$. В спектре Фурье можно отметить широкую полосу частот колебаний, соответствующую плавному уменьшению частоты колебаний ДБ. Энергия ДБ уменьшается с течением времени.

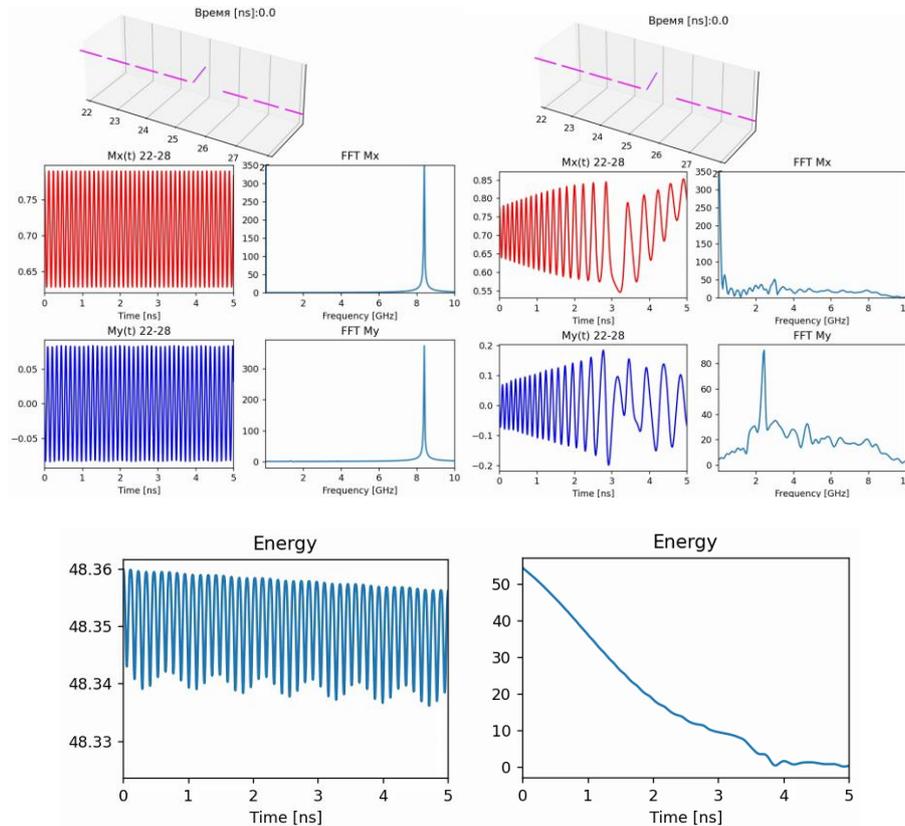


Рис.1 Дискретный бризер в цепочке из 50 наночастиц без диссипации (слева) и с учетом диссипации (справа, $\alpha = 0.01$). Приведены временные зависимости компонент суммарной намагниченности частиц с номерами от 22 до 28, их Фурье-спектры и временная эволюция энергии бризера.

Исследуем, как зависит частота ДБ от геометрических размеров наночастиц. Для этого пренебрежем диссипацией и рассмотрим колебания намагниченности в одной изолированной частице в двух случаях: когда намагниченность ориентирована вдоль главной оси эллипсоида (оси x) и осцилляции происходят в перпендикулярной плоскости yz , и когда намагниченность ориентирована вдоль оси эллипсоида с наименьшими геометрическими размерами (оси z) и колебания происходят в плоскости xz . В первом случае, соответствующем обычным магнитным колебаниям в системе, при $M_x \approx M_{x0}$, $M_y, M_z \ll M_{x0}$ из уравнения Ландау-Лифшица получаем следующее выражение для частоты собственных колебаний:

$$\omega = \gamma M_{x0} \sqrt{(N_x - N_y)(N_x - N_z)}.$$

Во втором случае следует положить $M_z \approx M_{z0}$, $M_x, M_y \ll M_{z0}$ получаем колебания с частотой

$$\omega = \gamma M_{z0} \sqrt{(N_z - N_y)(N_z - N_x)}$$

Для одновременного существования обоих режимов, необходимо, чтобы $N_z > N_x, N_y$ и в то же время $N_x < N_y$. Для рассмотренных параметров частиц $a = b = 100$ нм, $c = 10$ нм $N_x = N_y$ и частота обычных магнонов обращается в ноль. В свою очередь $N_z \gg N_x, N_y$ и частота осцилляций при сильном отклонении от положения равновесия составляет $\omega \approx \gamma M_{z0}$, где M_{z0} – начальное отклонение намагниченности от равновесного состояния. Различие в частотах колебаний делает возможным при слабой связи локализованное колебание второго типа. Отметим, что в цепочке наночастиц диполь-дипольное взаимодействие снимает вырождение по осям x и y , что приводит к отличной от нуля частоте нормальных магнитных осцилляций. При учете диссипации неравновесное состояние с ориентацией намагниченности вдоль оси z будет релаксировать к основному состоянию с намагниченностью, направленной вдоль оси x , а значит в некоторый момент времени режим колебаний с сильным отклонением намагниченности от состояния равновесия перейдет в режим обычных магнитных осцилляций. Этот процесс будет сопровождаться понижением частоты, что и наблюдается при моделировании (см. рис. 1).

Работа выполнена при поддержке РФФ, проект № 22-19-00355.

Список использованной литературы:

1. Waterman P. C., Pedersen N. E. Electromagnetic scattering by periodic arrays of particles // *Journal of applied physics*. – 1986. – V. 59. – №. 8. – pp. 2609-2618.
2. Vavassori P. et al. Magnetic switching in submicron-scale periodic magnetic arrays // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – V. 88. – №. 2. – pp. 999-1003.
3. Галкин А.Ю., Иванов Б.А. Нелинейные колебания намагниченности для ферромагнитных частиц в вихревом состоянии и их упорядоченных массивов // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2009. – Т. 136. – №. 1. – С. 87-104.
4. Дзян С. А., Иванов Б. А. Коллективные колебания магнитных моментов цепочки сферических магнитных наночастиц с одноосной магнитной анизотропией // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2013. – Т. 143. – №. 6. – С. 1131-1135.
5. Shinjo T. et al. Magnetic vortex core observation in circular dots of permalloy // *Science*. – 2000. – Т. 289. – №. 5481. – С. 930-932.
6. Pardavi-Horvath M., Makeeva G. S., Golovanov O. A. Nonlinear phenomena in magnetic nanoparticle systems at microwave frequencies // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 2008. – Т. 44. – №. 11. – С. 3067-3070.
7. Ishizaka S., Nakamura K. Propagation of solitons of the magnetization in magnetic nanoparticle arrays // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 2000. – Т. 210. – №. 1-3. – С. 15-19.
8. Ovchinnikov A. A. Localized long-lived vibrational states in molecular crystals // *Sov. Phys. JETP*. – 1970. – Т. 30. – №. 1. – С. 147-150.
9. Flach S., Gorbach A. V. Discrete breathers—advances in theory and applications // *Physics Reports*. – 2008. – Т. 467. – №. 1-3. – С. 1-116.
10. Дмитриев С. В. и др. Дискретные бризеры в кристаллах // *Успехи физических наук*. – 2016. – Т. 186. – №. 5. – С. 471-488.
11. Bostrem I. G. et al. Dark discrete breather modes in a monoaxial chiral helimagnet with easy-plane anisotropy // *Physical Review B*. – 2021. – Т. 104. – №. 21. – С. 214420.
12. Pylypchuk R.L., Zolotaryuk Y. Discrete breathers in an one-dimensional array of magnetic dots // *Low Temperature Physics*. – 2015. – Т. 41. – №. 9. – С. 733-738.