

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2022.7.3>

УДК: 538.955

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ОДНООСНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

В.С. Теплов, В.Д. Бессонов, А.В. Телегин

Институт физики металлов им. К.Н. Михеева УрО РАН
620108, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18

Статья поступила в редакцию 5 мая 2022 г.

Аннотация. Численными методами в среде MuMAX³ проведен расчет полей насыщения и спектров резонансных частот намагниченности для тонкой магнитной пластины с анизотропией типа выделенная ось. Определены оптимальные параметры для моделирования авторезонансных процессов в пленках железоиттриевого граната. Изучена роль поверхностной анизотропии и диполь-дипольного взаимодействия в моделировании статической и динамической намагниченности в пленке.

Ключевые слова: микромагнитное моделирование, MuMAX³, намагниченность, ферромагнитный резонанс, спин-волновой резонанс, магнитная анизотропия, тонкие пленки, ЖИГ.

Финансирование: Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90014 и частично госзадания Минобрнауки России и науки РФ государственного по теме «Спин» №122021000036-3.

Автор для переписки: Теплов Валентин Сергеевич, st.valintaine@gmail.com

Введение

В связи с развитием технологий синтеза тонкопленочных наноструктур возникала необходимость корректного учета влияния граничных условий и интерфейсных эффектов на магнитные свойства и распространение спиновых волн в таких материалах [1-5]. Теоретический анализ поведения намагниченности в таких объектах часто осложняется отсутствием аналитического решения системы дифференциальных уравнений с граничными условиями. Альтернативным инструментом решения подобных задач считаются численные методы расчета. Микромагнитное моделирование является одним из основных инструментов для изучения магнитных свойств материала, когда аналитический расчет из первых принципов затруднен из-за большого количества параметров [6, 7, 8]. Современные программные пакеты типа MuMAX³, OOMMF, Magpar позволяют пользователю смоделировать пространственно-временную эволюцию намагниченности в магнетиках, исходя из численного (приближенного) решения уравнения Ландау-Лифшица-Гилберта (ЛЛГ). Особенностью пакета MuMAX³ является использование системы распределенных вычислений на графической ядре видеокарты, что позволяет проводить вычисления на уровне суперкомпьютеров на обычных настольных станциях [9].

Развитие такого нового направления спинтроники как магноника тесно связано с изучением оптимальных условий возбуждения, распространения и затухания спиновых волн в магнитных материалах [10, 11]. Использование численных методов позволяет понять и предсказать эти процессы [12, 13]. Особый интерес представляют тонкопленочные магнетики или латеральные наноструктуры на их основе [14]. Такие системы могут напрямую интегрироваться в современную электронику на этапах создания интегральных схем.

В данной работе проведено моделирование статических и динамических магнитных свойств магнетика на примере тонкой пленки железоиттриевого граната (ЖИГ) с выделенной осью анизотропии по направлению к нормали к пленке. Интерес к данной задаче связан с необходимостью экспериментальной

проверки результатов работы [15]. В этой работе теоретически был разработан новый метод нелинейного возбуждения спиновых волн в одноосном магнетике слабыми переменными магнитными полями – авторезонансный эффект. Однако из-за большого количества приближений аналитическое решение не позволяет однозначно определить условия для экспериментального подтверждения эффекта. Первые расчеты показывают, что данная задача может быть решена численными методами [16]. Однако, требуется провести большую работу по оптимизации параметров модели для согласования с материальными константами реальной магнитной пленки ЖИГ и условиями эксперимента.

Таким образом целью данной работы являлось разработка модели микромагнитного моделирования процессов без диссипативного статического и динамического возбуждения намагниченности в тонком магнитном диэлектрике (ЖИГ) с перпендикулярной магнитной анизотропией. Полученные результаты сопоставлялись с аналитическим решением Киттеля для бесконечно тонкой одноосной пленки. Показаны особенности расчета намагниченности в программе MuMAX³ и определены частоты собственных резонансных колебаний для модели пленки ЖИГ. Изучена роль поверхностной анизотропии и диполь-дипольного взаимодействия в моделировании динамической намагниченности пленки. Определены условия необходимые для дальнейшего моделирования авторезонансных колебаний в пленках ЖИГ.

1. Методика моделирования, постановка задачи и методы решения

Микромагнитное моделирование проводилось в открытом ПО MuMAX³ версия № 3.9.1 на видеокарте GeForce Nvidia STRIX GTX970 8 Гб. Параллельные вычисления проводились в программно-аппаратной архитектуре CUDA 9. В качестве целевого объекта моделирования была выбрана пленка ЖИГ ($Y_3Fe_5O_{12}$) с наведенной одноосной магнитной анизотропией перпендикулярно плоскости пленки. ЖИГ обладает минимальным уровнем затухания спиновых волн для магнитных материалов [17]. Это позволяет на первом этапе пренебречь затуханием и упростить расчеты. В расчетах пленка ЖИГ задавалась в виде

прямоугольной ячеистой модели полным размером $160 \times 1600 \times 1600$ нм³ (см. таблица 1). Размеры и форма ячеек задавались, исходя из следующих критериев:

1) результат моделирования должен быть физически значимым (согласовываться с аналитическими решениями и коррелировать с известными экспериментальными данными) и иметь минимальное время расчета;

2) выполняются условия существования спиновых волн в тонких пленках: латеральные размеры модели в направлении распространения волны должны в 10 раз превышать величину ее обменной длины $l = \sqrt{A_{ex}/k_u}$ [18] (для пленки ЖИГ $l \sim 15.5$ нм [19]);

3) размер ячеек модели в направлении приложения магнитного поля (по нормали к пленке) должен быть меньше обменной длины в ЖИГ;

4) минимальный размер ячеек должен быть не меньше размера элементарной ячейки ЖИГ ($d \sim 1.2$ нм [20]), чтобы можно было ввести понятие макроскопической намагниченности [21,22].

Для определения оптимальных параметров расчета были рассмотрены 4 разных модели с разной толщиной ячейки и их количеством (см. Табл. 1): модель А – полностью отвечает всем критериям, В – параметры немного ниже предельных, С- параметры соответствуют предельным значениям или чуть выше, и модель D – параметры ячеек заметно больше предельных.

Таблица 1. Параметры расчетных моделей

Модель	Толщина ячейки, нм	Матрица ячеек	Время моделирования гистерезиса, с	Скорость расчета спектра, ячеек/с	Время моделирования спектра колебаний, с	Скорость расчета спектра, ячеек/с
А	5	32×128×128	168	3084	1272	412
В	10	16×64×64	77	819	480	215
С	16	10×40×40	366	43,7	430	37
Д	20	8×32×32	77	106	265	30

При моделировании в MuMAX³ взаимодействие между ячейками рассчитывается путем минимизации ошибки и согласования решений уравнения Ландау-Лифшица (ЛЛ) [23] методом Дорманда-Принца в соседних ячейках [24]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)], \quad (1)$$

где $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ – вектор намагниченности, γ – гиромагнитное отношение, $\mathbf{H}_{eff} = -\frac{1}{M_s} \frac{\delta E_{tot}}{\delta \mathbf{m}}$ – эффективное магнитное поле, определяемое в общем случае через относительную намагниченность m и плотность макроскопической внутренней энергии E_{tot} :

$$\begin{aligned} E_{tot} &= E_{ex} + E_Z + E_{dem} + E_u = \\ &= \int A_{ex} (\nabla m)^2 - M_s m \mathbf{H} - \frac{1}{2} M_s m \mathbf{H}_{dem} - k_u (m)^2 \mathbf{dr}^3, \end{aligned} \quad (2)$$

где E_{ex} – плотность энергии неоднородного обменного взаимодействия между спинами электронов, E_Z – плотность энергии Зеемана, E_u – плотность энергии одноосной анизотропии, E_{dem} – плотность энергии размагничивания, определяемой в виде соответствующих полей [24].

Для решения уравнений ЛЛ материальные константы для пленок ЖИГ подбирались из литературных данных: $M_s = 1.4 \times 10^5$ А/м – намагниченность насыщения, $A_{ex} = 3.17 \times 10^{12}$ Дж/м – константа неоднородного обмена, гиромагнитное отношение $\gamma = 1.74 \times 10^6$ Гц/Э [20]. Для согласования модели с аналитическим решением из работы [15] дополнительным членом в (2) была введена одноосевая анизотропия (E_u) в направлении перпендикулярной плоскости пленки. Величина константы одноосной анизотропии $k_u = 1.3 \times 10^4$ Дж/м³ определялась из отношения $\beta = k_u / 2M_s = 1$ для компенсации анизотропии формы и создания выделенной оси магнитной анизотропии, где β – нормировочная константа анизотропии.

Для соблюдения условий возбуждения спин-волнового резонанса (стоячей волны) в тонкой магнитной пленке в модели необходимо ввести закрепление спинов на границах. Закрепление спинов можно описать с помощью введения поверхностной анизотропии, которая является интегральной характеристикой намагниченности, полей анизотропии и толщины поверхностного слоя и не

требует прямого учета ориентации спинов в зависимости от величины и направления внешнего магнитного поля [25]. В модели была добавлена константа поверхностной анизотропии ($k_{us} = 6.5 \times 10^4$ Дж/м³) в верхнем и нижнем поверхностном слое толщиной в одну ячейку [25]. С введением k_{us} модель становится более реалистичной, так как в реальных пленках всегда присутствует частичное закрепление спинов на границе интерфейсов [26]. Из-за преобладающего вклада обменных взаимодействий для тонких пленок диполь-дипольное взаимодействие магнитных моментов между ячейками можно не учитывать. Тем не менее учет этого вклада в MuMAX³ происходит автоматически с помощью функции «NoDemagSpins». Такая функция была использована для модели В.

Перед тем как начать моделирование спектра собственных магнитных колебаний в тонком магнитном слое необходимо сначала решить магнитостатическую задачу и найти равновесные направления намагниченности в ячейках и значения полей насыщения намагниченности. Моделирование гистерезиса намагниченности проводилось с помощью стандартной функции «relax» в MuMAX³, позволяющей находить минимум E_{tot} , исходя из величины и направления приложенного внешнего поля. В начальный момент времени весь магнитный слой был однородно намагничен до насыщения в направлении Oz (Рис.1). Полученные результаты расчета сопоставлялись с аналитическим решением для однодоменной бесконечно тонкой пленки с перпендикулярной магнитной анизотропией. Решение было получено через определение равновесных значений намагниченности при минимизации полной энергии E_{tot} [27]:

$$\frac{\partial E_{tot}}{\partial \theta_M} = 0; \quad \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial \theta_M^2} < 0, \quad (3)$$

где θ_M – угол отклонения равновесной намагниченности от оси Oz.

Плотность энергии E_{tot} определялась из (2) с учетом зависящих от θ_M вкладов:

$$E_u = k_u \sin^2(\theta_M), \quad (4)$$

$$E_Z = -\mathbf{H} \cdot \mathbf{M} = -H \cdot M_S \cdot \text{Cos}(|\theta_M - \theta_H|), \quad (5)$$

$$E_{dem} = -2\pi M_S^2 \text{Sin}^2(\theta_M). \quad (6)$$

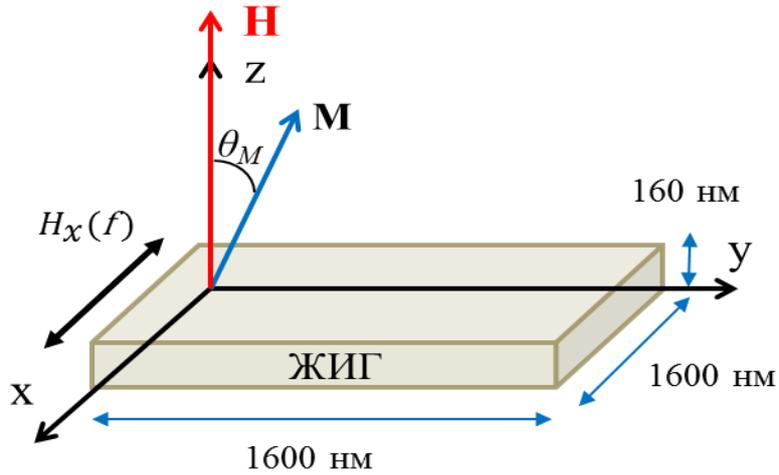


Рис. 1. Схема ориентации направления намагниченности аналитической модели во внешнем магнитном поле \mathbf{H} . \mathbf{M} – вектор направления намагниченности, θ_M – угол между положением намагниченности и осью Oz , $H_x(f)$ – возбуждающее переменное поле

Для аналитической оценки собственного спектра мод (спин-волнового) резонанса в толщине пленки использовалась формула Киттеля для бесконечно тонкого слоя [28]:

$$\omega_0 = \sqrt{(\omega_H + N_{11}\gamma M_S)(\omega_H + (N_{22})\gamma M_S)}, \quad (7)$$

$$\omega_H = \gamma(H_0 - N_{33}M_S) + \eta(\kappa^2), \quad (8)$$

где ω_0 – резонансная частота, $\kappa = \pi n/d$ – волновой вектор стоячей волны в толщине пленки, $n = 0,1,2,3$ – номер моды, η – обменная жесткость ($\eta = 2\gamma A_{ex}/M_S$), N_{nn} – размагничивающий фактор.

Размагничивающий фактор N_{nn} в (7) учитывает аддитивные вклады, связанные с анизотропией формы $N_{nn dem}$ и одноосной анизотропией $N_{nn a}$ в модели:

$$N_{nn} = N_{nn dem} + N_{nn a}, \quad (9)$$

$$N_{22 dem} = 4\pi \text{Sin}^2[\theta_M],$$

$$N_{33 dem} = 4\pi \text{Cos}^2[\theta_M], \quad (10)$$

$$N_{11 a} = \frac{-2K_u}{M_S^2} \text{Sin}^2[\theta_M],$$

$$N_{22 a} = \frac{-2K_u}{M_s^2} \sin^2[\theta_M], \quad (11)$$

$$N_{33 a} = \frac{-2K_u}{M_s^2} \cos^2[\theta_M].$$

2. Результаты и обсуждения

На рисунке 2 приведены результаты аналитического решения и численного моделирования гистерезиса намагниченности для четырех моделей пленок без учета вклада энергии размагничивания ($E_{dem} = 0$ и $N_{nn dem} = 0$). Из полученных результатов видно, что аналитическое решение хорошо согласуется с результатами моделирования для моделей А и В. Выбранная величина анизотропии $k_u = 1.3 \times 10^4$ Дж/м³ позволяет создать ось легкого намагничивания в направлении перпендикулярном плоскости пленки (Oz). При этом наблюдается классическая прямоугольная петля гистерезиса с полем насыщения порядка $H_s \sim 0.1$ Тл. Однако модель А, которая имеет максимальное число ячеек минимального размера, требует максимального времени для расчетов. Модель В – демонстрирует почти аналогичные результаты, но имеет более узкую петлю гистерезиса. При этом время, затрачиваемое на расчет, почти в 10 раз меньше, чем для модели А. Модель С может рассчитываться практически в реальном времени, но результаты расчета не могут быть правильно интерпретированы.

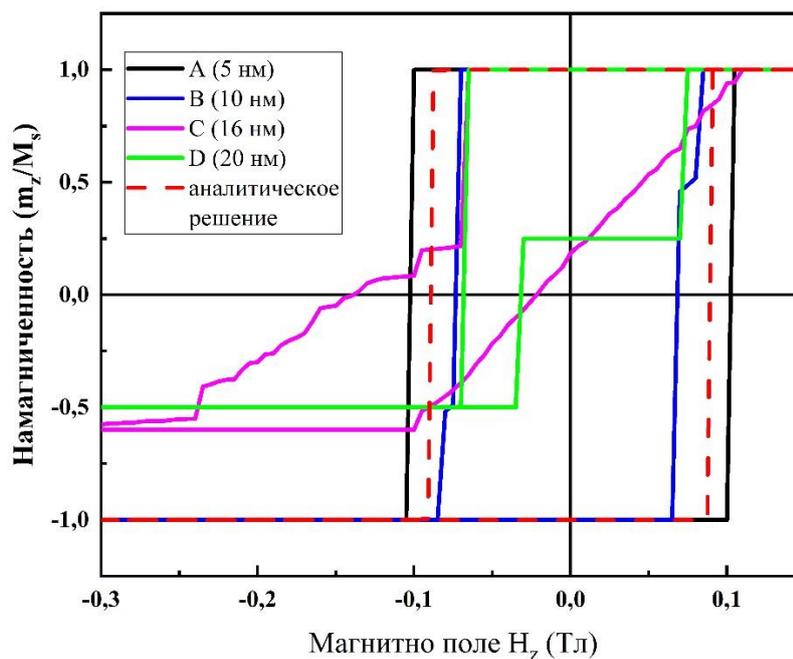


Рис. 2. Моделирование гистерезиса намагниченности проекции динамической намагниченности m_z на ось Oz без учета E_{dem}

Для моделей С и D поля насыщения незначительно меньше, чем в модели А и В, но гистерезис приобретает ступенчатый характер и становится несимметричным. В этом случае для полного перемагничивания пленки требуются более высокие поля, поскольку приповерхностные слои толщиной в одну ячейку составляют порядка 20-25 % от общей толщины модели и ведут себя как вторая пленка с другими магнитными свойствами. Большое количество ячеек в модели (модели А и В) приводит к возникновению ярко выраженной одноосевой анизотропии за счет уменьшения отношения толщины поверхностного слоя к общей толщине магнитного слоя. Таким образом модель В имеет оптимальное время расчета и хорошо согласуется с аналитическим решением. Учет диполь-дипольного взаимодействия (полей размагничивания) для модели В приводит к уменьшению поля насыщения (Рис. 3.) до $H_S=0.07$ Тл, что близко к значению 0.05 Тл для аналитического решения.

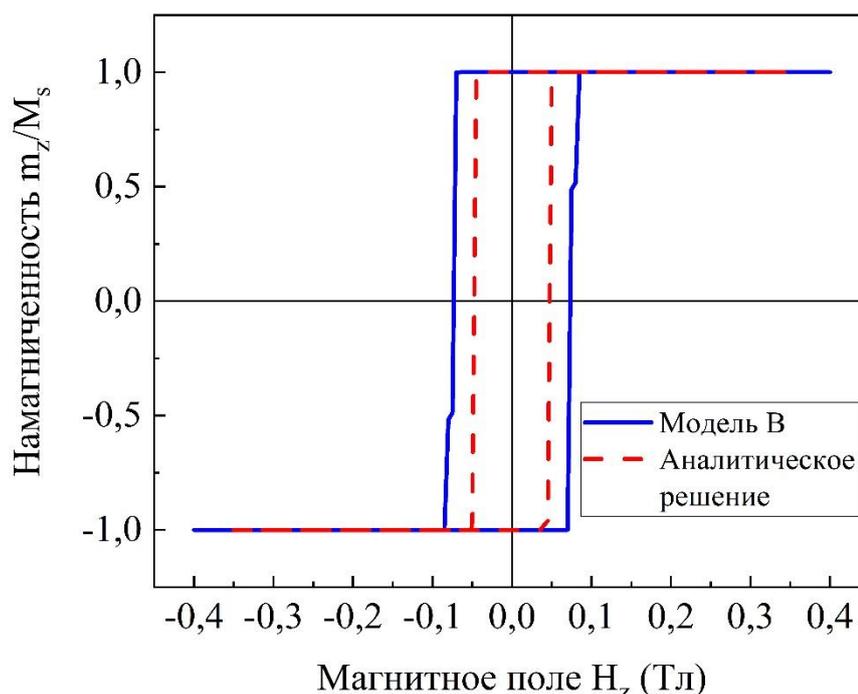


Рис. 3. Моделирование гистерезиса намагниченности вдоль оси Oz для модели В с учетом диполь-дипольного взаимодействия E_{dem} . Пунктиром приведено аналитическое решение с учетом E_{dem}

Исходя из данных численного расчета гистерезиса намагниченности в пленке, для дальнейшего моделирования спектра собственных колебаний в качестве поля насыщения было выбрано поле H_z величиной 0.2 Тл. Для возбуждения колебаний в плоскости пленки прикладывалось слабое переменное поле $H_x(f)$:

$$H_x(f) = h_0 \frac{\sin(f_0(t-t_0))}{f_0(t-t_0)}, \quad (12)$$

где $h_0 = 10^{-3}$ Тл амплитуда поля, по величине ниже порога нелинейности; $f_0 = 40$ ГГц – максимальная частота поля $H_x(f)$, $t_0 = 0.1$ нс – время задержки отсчета, $t=100$ нс – интервал фиксации колебаний. Фурье-образ спектра функции $H_x(f)$ имеет постоянную амплитуду до частоты f_0 , после чего сигнал резко спадает до нуля (вставка Рис. 4).

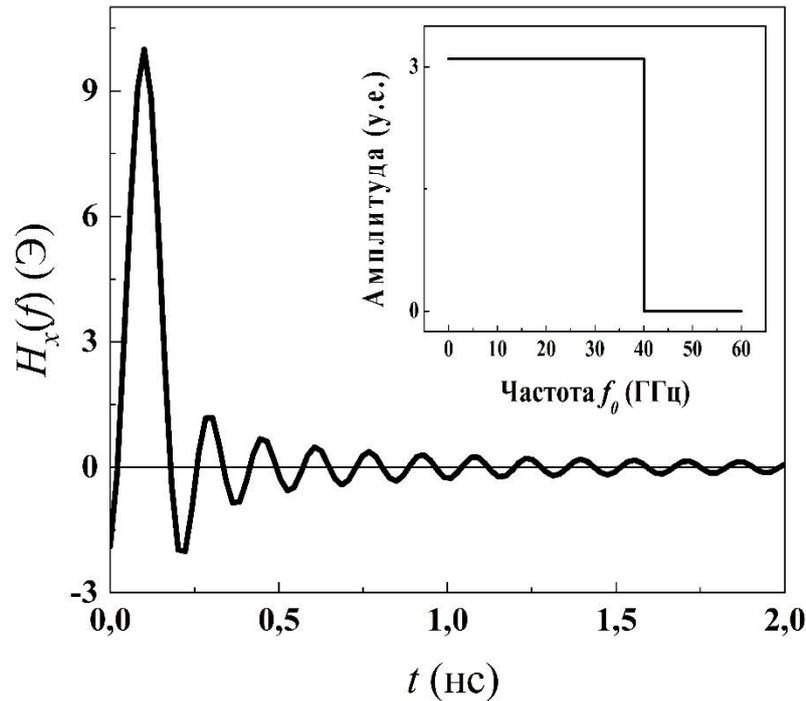


Рис. 4. Форма импульса внешнего магнитного поля H_x из уравнения (12) для возбуждения магнитных колебаний в пленки вдоль оси OX . На вставке представлен Фурье-образ импульса $H_x(f)$

В ходе моделирования спектра колебаний относительной намагниченности $m(\omega) = m_x/M_s$ после включения возбуждающего поля фиксировалось поведение намагниченности от времени в интервале от 0.1 до 100 нс. Из полученных данных с использованием Фурье-преобразований были рассчитаны спектры колебаний для четырех моделей без учета E_{dem} (Рис. 5) и с учетом E_{dem} для модели В (вставка Рис.5.).

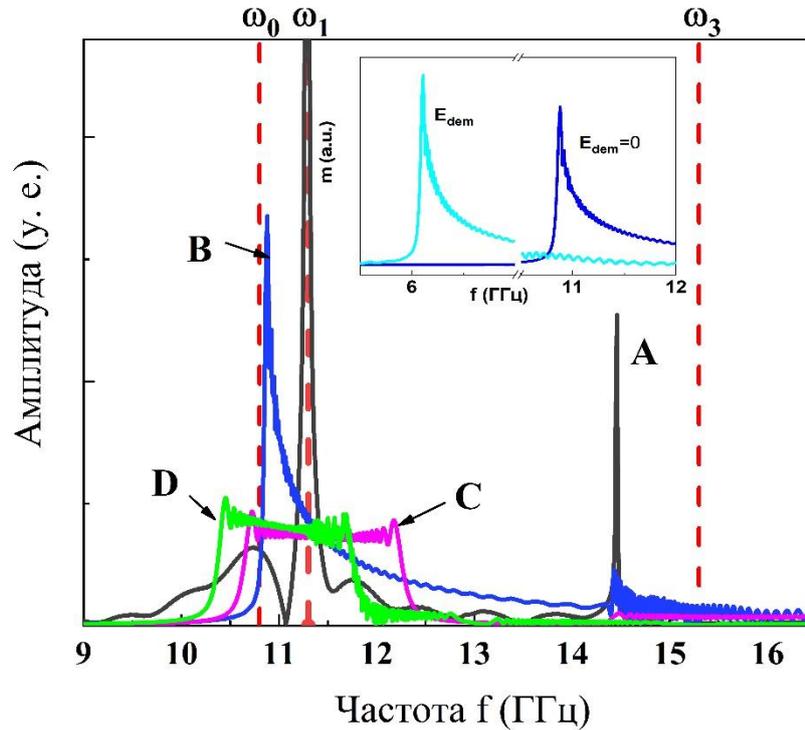


Рис. 5. Спектры магнитных колебаний для моделей без учета E_{dem} (сплошные линии). Расчет мод магнитных резонансов согласно ур. (7) и ур. (10) показан пунктирными линиями, ω_0 - собственная частота прецессии намагниченности (ФМР), ω_1 и ω_3 – соответственно 1-я и 3-я моды спин-волнового резонанса в толщине пленки. На вставке – сдвиг спектра магнитных колебаний для модели В при учете E_{dem}

Полученные результаты сопоставлялись с аналитическими расчетами. Спектры $m(\omega)$ для каждой модели представляют собой набор из трех дискретных мод. С уменьшением размера (увеличением числа) ячеек пики становятся уже, их интенсивность растет, приближаясь к аналитическому решению (рис. 5). Для грубой модели D ширина линии резонанса составляет 0.82 ГГц и не несет корректной информации. При уменьшении размера ячейки до 16 нм (модель C) наблюдается частичная дискретизация резонансных мод, но без выраженных максимумов. Таким образом, можно сделать вывод, что хотя размер ячеек выше предельного заметно ускоряет расчеты, он не позволяет разрешить даже частоту однородного колебания намагниченности – пик ферромагнитного резонанса ω_0 . Только для модели B с толщиной ячейки 10 нм в расчетном спектре появился пик, который близок по частоте с аналитическим значением для ω_0 . Это подтверждает тот факт, что выбранные критерии и данная комбинация размера и количества

ячеек является оптимальной корректного описания колебаний намагниченности в толщине пленок с учетом частичного пининга спинов. Дальнейшее уменьшение толщины ячейки до 5 нм (модель А) приводит к разрешению дополнительных мод первого ω_1 и третьего ω_3 спин-волнового резонансов в спектре. При этом сильно падает интенсивность пика ФМР, что не позволяет точно определить его частоту.

Добавление E_{dem} в уравнение (4) для модели В приводит к равномерному сдвигу всего спектра на ~ 6 ГГц в область более низких частот (Рис. 5.). Полученный сдвиг можно объяснить появлением внутренних диполь-дипольных полей, связанных с формой образца.

Такое поведение резонансного спектра демонстрирует, что в отличие от теоретических предсказаний [15], в реальных тонких пленках ЖИГ с одноосной анизотропией можно ожидать авторезонансных эффектов в более низкочастотной области, что упрощает технику эксперимента для проверки теории.

Таким образом на примере исследования поведения статической и динамической намагниченности для тонкого магнитного слоя с выделенной осью анизотропии типа ПМА показано использование метода микромагнитного моделирования позволяет получить надежные результаты сравнимые с аналитическими приближениями и экспериментальными данными. Использование микромагнитного моделирования продемонстрировало возможность определения динамического поведения намагниченности в тонкой пленке ЖИГ с наведенной одноосной анизотропией и может использоваться для исследований в области магнитных резонансных явлений, в том числе, нелинейных авторезонансных процессов.

Заключение

В работе показана возможность применения метода микромагнитного моделирования в среде MuMAX³ для расчета полей насыщения и спектров резонансных частот намагниченности в пленке железо-иттриевого граната толщиной 160 нм с выделенной осью анизотропии типа ПМА. Показано, что результаты и время моделирования сильно зависят от выбора параметров модели.

Оптимальные результаты расчета, которые хорошо согласуются с аналитическим решением, и имеют оптимальное затраченное время, получены для модели с размером ячейки 10 нм. Модели с размером ячеек равным и больше предельного не дают адекватного описания поведения намагниченности модели. Введение анизотропии в поверхностном слое в слое толщиной в одну ячейку – менее величины обменной длины – позволяет корректно ввести условие поверхностного пининга спинов и получить дискретный спектр резонансных колебаний в модели. Учет диполь-дипольного взаимодействия слабо влияет на параметры гистерезиса намагниченности, однако приводит к заметному низкочастотному сдвигу (≈ 6 ГГц) спектра колебаний намагниченности пленки. Результаты работы могут быть использованы для моделирования авторезонансных процессов в пленках железиттриевого граната с одноосной анизотропией.

Финансирование: Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90014 и частично госзадания Минобразования и науки РФ государственного по теме «Спин» №122021000036-3.

Литература

1. Шавров В.Г., Щеглов В.И. *Динамика намагниченности в условиях изменения ее ориентации*. Москва, Физматлит. 2019. 472 с.
2. Gulyaev Y.V., Nikitov S.A., Zhivotovskii L.V., et al. Ferromagnetic films with magnon bandgap periodic structures: Magnon crystals. *Jetp Letters*. 2003. V.77. P.567-570. <https://doi.org/10.1134/1.159569>
3. Busel O., Gorobets O., Tretiakov O.A. Spin Wave Propagation through Antiferromagnet/Ferromagnet Interface [web]. *ArXiv*. Дата обращения: 05.05.2022. URL: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2112.1458>
4. Mushenok F.B., Dost R., Davies C.S., Allwood D.A., Inkson B.J., Hrkac G., Kruglyak V.V. Broadband conversion of microwaves into propagating spin waves in patterned magnetic structures. *Applied Physics Letters*. 2017. V.111. P.042404. <http://doi.org/10.1063/1.4995991>

5. Bessonov V.D., Teplov V.S., Telegin A.V. Features of the propagation of a non-reflected spin wave in YIG films with artificial defects. *Zhurnal radioelektroniki* [Journal of Radio Electronics] [online]. 2019. №10. <http://doi.org/10.30898/1684-1719.2019.10.11> (In Russian)
6. Беляев Б.А., Изотов А.В. Микромагнитный расчет магнитостатических мод колебаний ортогонально намагниченного диска железо-иттриевого граната. *Физика твердого тела*. 2013. Т.55. №12. С.2370-2378.
7. Buchanan K.S. et al. Magnetic-field tunability of the vortex translational mode in micron-sized permalloy ellipses: Experiment and micromagnetic modeling. *Physical Review B*. 2006. V.74. №6. С.064404. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.064404>
8. Long H.H. et al. Micromagnetic modeling simulations and applications. *IEEE 17th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility*. 2006. P.398-401. <https://doi.org/10.1109/EMCZUR.2006.214955>
9. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornic M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., B. van Waeyenberge. The desing and verification of MuMax³. *AIP Advances*. 2014. V4. P.107133. <https://doi.org/10.1063/1.4899186>
10. Никитов С.А. и др. Магноника—новое направление спинтроники и спин-волновой электроники. *Успехи физических наук*. 2015. Т.185. №10. С.1099-1128. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0185.201510m.1099>
11. Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. Magnonics. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2010. V.43. №26. P.264001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264001>
12. Gieniusz R., Bessonov V.D., Guzowska U., Stognij A.I., Maziewski A. An antidot array as an edge for total non-reflection of spin waves in yttrium iron garnet films. *Applied Physics Letters*. 2014. V104. P.082412. <https://doi.org/10.1063/1.4867026>
13. Schreiber D.K., Heinonen O.G., Petford-Long A.K. Micromagnetic modeling of the magnetization dynamics in a circularly exchange-biased and exchange-coupled ferromagnetic multilayer. *Physical Review B*. 2009. V.80. №1. P.014411. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.014411>

14. Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Serdobintsev A.A., Mitin D.M., Nikitov S.A. Magnonstraintronics: Reconfigurable spin-wave routing in strain-controlled bilateral magnetic stripes. *Physical Review Letters*. 2018. V.120. P.257203(6). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.257203>
15. Batalov S.V., Shagalov A.G. Autoresonance control of a magnetization soliton. *The Physics of Metals and Metallography*. 2010. V.109. №1 P.1-6. <https://doi.org/10.1134/S0031918X10010011>
16. Teplov V.S., Bessonov V.D. Micromagnetic Modeling of Magnetization Autoresonance in Yig Thin Films with Induced Uniaxial Anisotropy. *Diagnostics, Resource and Mechanics of materials and structures*. 2018. V.6. P.222-228. <https://doi.org/10.17804/2410-9908.2018.6.222-228> (In Russian)
17. Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B. YIG magnonics. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2010. V.43. №26. P.264002. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264002>
18. Damon R.W., Eshbach J.R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 1961. V.19. №3-4. P.308-320. [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(61\)90041-5](https://doi.org/10.1016/0022-3697(61)90041-5)
19. Vaz C.A.F., Bland J.A.C., Lauhoff G. Magnetism in ultrathin film structures. *Reports on Progress in Physics*. 2008. V.71. №5. P.056501. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/71/5/056501>
20. Stancil D.D., Prabhakar A. *Spin waves*. New York, Springer. 2009. V.5. <https://doi.org/10.1007/978-0-387-77865-5>
21. Kittel C. Physical theory of ferromagnetic domains. *Reviews of modern Physics*. 1949. V.21. №4. P.541. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.21.541>
22. Goodenough J. B. Interpretation of domain patterns recently found in BiMn and SiFe alloys. *Physical Review*. 1956. V.102. №2. P.356. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.102.356>
23. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. *К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел*. Москва, Наука. 1969. Т.1. С.128

24. Vansteenkiste A., VandeWiele B. MUMAX: A new high-performance micromagnetic simulation tool. *JMMM*. 2011. V323. P.2585-2591.
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2011.05.037>
25. Kittel C. Excitation of spin waves in a ferromagnet by a uniform rf field. *Physical Review*. 1958. V.110. №6. P.1295. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.110.1295>
26. Demidov V.E., Hansen U.H., Demokritov S.O. Spin-wave eigenmodes of a saturated magnetic square at different precession angles, *Physical review letters*. 2007. V.98. №15. P.157203. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.157203>
27. Боков В.А. *Физика магнетиков*. Санкт-Петербург, Невский диалект. 2002. С.143
28. Kittel C. On the theory of ferromagnetic resonance absorption. *Physical review*. 1948. V.73. №2. P.155. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.73.155>

Для цитирования:

Теплов В.С., Бессонов В.Д., Телегин А.В. Численное моделирование поведения намагниченности в одноосных магнитных пленках. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2022. №7. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2022.7.3>