

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
**«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»**

Кафедра физики открытых систем

**Исследование поведения распространения спиновых волн в  
ферромагнитных пленках, структурированных и формирующих  
одномерный магнотонный кристалл**

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студента 4 курса 4041 группы  
направления 09.03.02 «Информационные системы и технологии»  
Института физики  
Пташенко Андрея Сергеевича

Научный руководитель

к.ф.-м.н, доцент

\_\_\_\_\_

А.В. Садовников

подпись, дата

Зав. кафедрой

д.ф.-м.н., профессор

\_\_\_\_\_

А.А. Короновский

подпись, дата

Саратов 2022

## Введение

В настоящее время традиционный подход к генерации, передаче и обработке информационных сигналов заключается в использовании системы, построенной на основе чисто транзистороподобных элементов. Несущим информационным сигналом в этом случае является ток с электронной или дырочной составляющей. Уменьшение топологических норм и повторное увеличение количества транзисторов в интегральной схеме может решить только некоторые основные проблемы - проблему выделения тепла и проблему организации внутренних межэлементных соединений.

Магноника решила проблему преодоления ограничений полупроводниковых технологий – новое направление в физике конденсированных состояний веществ, когда изучение спин-волновых явлений в микро- и наноразмерных ферромагнетиках для переноса заряда было сведено к стандартным и неоднородности распределения в периодических, модулированных дискретных средах, к открывают новые возможности для использования спиновых волн (СВ). Это фундаментальная проблема для понимания процесса распространения и преобразования волн в неоднородностях – в периодических, модулированных и дискретных средах.

Как хорошо известно, в качестве материала для пленок МК используются железоиттриевые ферриты со структурой граната  $Y_3Fe_5O_{12}$  (ЖИГ) потому, что они отличаются рекордно низкими значениями констант затухания и уже много лет являются одним из основных объектов экспериментальных исследований явления спиновых волн, которое является основным материалом устройств спиновой магноники.

Целью данного исследования является выявление новых резонансных и нелинейных эффектов в магнитных кристаллах и слоистых гетероструктурах, которые могут управлять свойствами, а также механизмы совместных эффектов связи, периодичности и взаимодействия возбуждений с различными физическими свойствами, а также для эффективного управления волновыми процессами.

Зависимость собственной частоты, фазовой и групповой скоростей от величины и направления постоянного поля намагничивания, магнитных характеристик материала, геометрических размеров волноведущих структур является характерной особенностью спиновых волн. Основным уравнением, описывающим любые типы волн, является дисперсионное уравнение, через которое возможно выразить все эти зависимости. Таким уравнением является уравнение Ландау-Лифшица, описывающее распространение намагниченности в ферромагнитных материалах.

Уравнение Ландау — Лифшица для без диссипативной среды и в отсутствие спин-поляризованного тока обычно записывается в виде:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}] \quad (1)$$

где  $\vec{M}(\vec{r}, t)$ - намагниченность единицы объёма ферромагнетика,  $\gamma$  - магнитомеханическое отношение,  $\vec{H}_{\text{eff}}(\vec{r}, t)$ - суммарное эффективное магнитное поле, действующее на магнитный момент частицы.

В действительности колебания намагниченности сопровождаются диссипацией энергии. Введя дополнительный релаксационный член для случая изотропного ферромагнетика конечное уравнение примет вид:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}] - \frac{\gamma \lambda}{M^2} [\vec{M} \times [\vec{M} \times \vec{M}_{\text{eff}}]] \quad (2)$$

где  $\lambda$  - параметр затухания.

Предполагая, что на намагниченность кроме поля  $H$ , действует ещё и эффективное поле «сил трения» Можно перейти к уравнению, предложенному Гильбертом, предполагая, что намагниченность кроме поля  $H$ , действует еще и эффективное поле «сил трения».

Сделаем замену  $\gamma \rightarrow \frac{\gamma}{1+\alpha^2}$ ,  $\lambda \rightarrow \frac{\alpha M}{1+\alpha^2}$  и перейдем к уравнению:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[ \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right] \quad (3)$$

## Исследование дисперсии спиновых волн в структуре с одиночным утолщением

В данном пункте рассматривается распространение спиновых волн в ферромагнитных пленках, структурированных и формирующих одномерный магнетонный кристалл – волноведущая структура для спиновых волн. При этом будут рассмотрены несколько случаев: магнетонный кристалл в виде пленки с профилем из аналогичного материала (см.рис.1а), пленка с системой резонаторов из меди, расположенных над магнитной пленкой на некотором расстоянии между ними (см. рис.1б и рис.1в). В качестве случая, аналогичного системе «волновод-резонатор», рассмотрена структура, образованная пленкой ЖИГ с металлическими полосками, приподнятыми относительно поверхности ЖИГ.

Ширина медной полосы равняется  $a$ , и ее электропроводность составляет  $5.998e7$  См/м, длина структуры  $L_l=200$ мкм, ширина подложки  $d=8$ мкм. Структура расположена в магнитном поле  $\vec{H}_0$ , направленном вдоль оси  $OZ$ . Рассматривается распространение спиновой волны с волновым вектором  $\vec{k}$  вдоль оси  $OX$ . Наличие пространственного периода приводит к возникновению в спектре спиновых волн запрещенных зон для волновых чисел, удовлетворяющих условию брэгговского резонанса:  $kn = 2\pi/\lambda n = (2n - 1)\pi/l, n = 1, 2, 3...$

где  $kn$  и  $\lambda n$  – брэгговские волновые числа и длины волн, соответственно.

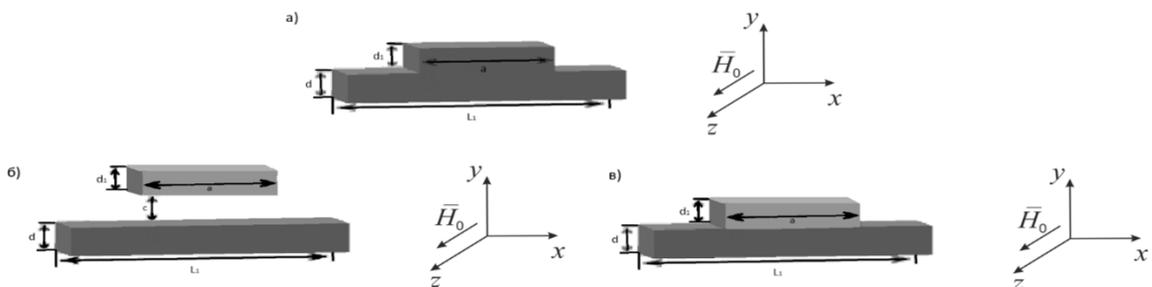


Рисунок 1 — Схема исследуемой структуры.

Длина волны в рассматриваемой структуре с основным периодом  $l$  и

структурой ограниченной длиной  $L_1$ :

$$\lambda_g = \frac{N \lambda_{Br}}{2} = Nl, \quad (4)$$

где  $\lambda_{Br} = 2l$  длина волны Брэгга с периодом  $l$ .

Рассмотрим сначала структуру, схема которой приведена на рис. 1а при  $d_1 = 1 \text{ мкм}$ .

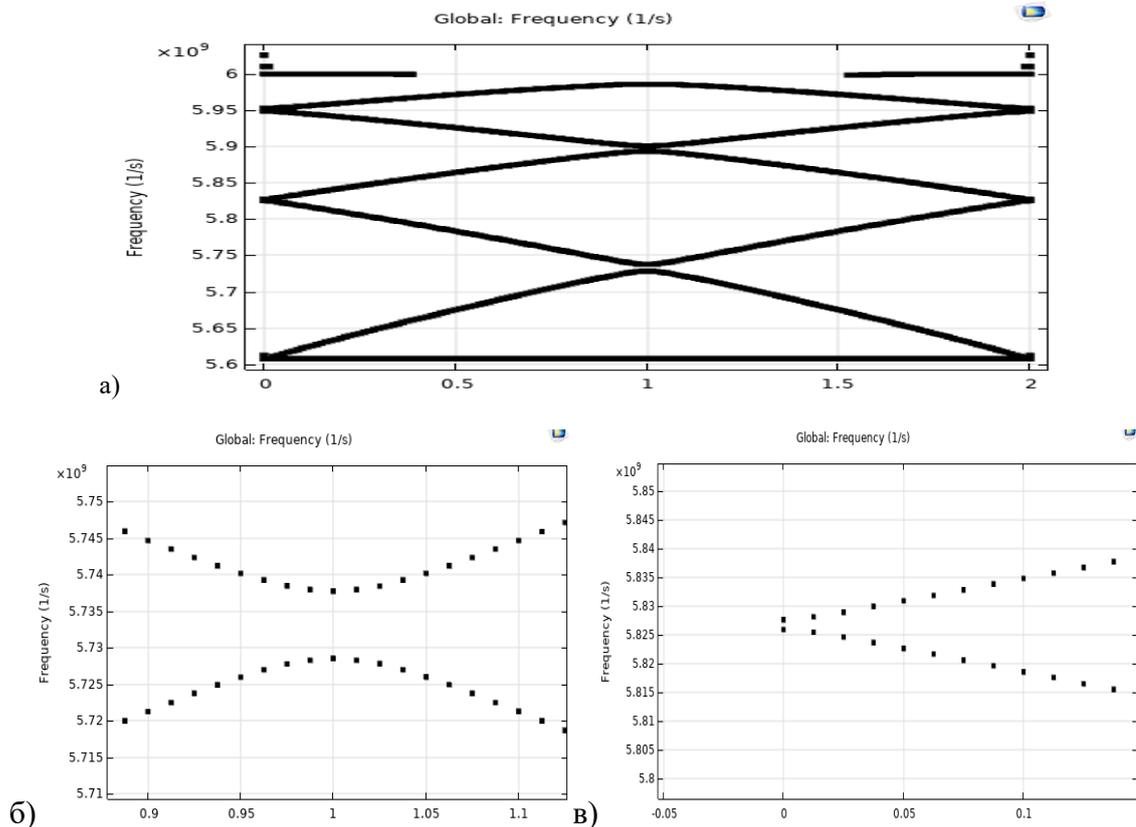


Рисунок 2 — (а) Дисперсия спиновых волн в волноводе. (б) Первая запрещенная зона системы, расположенная между  $f=5.729 \text{ ГГц}$  и  $f=5.738 \text{ ГГц}$ . (в) Вторая запрещенная зона системы, расположенная между  $f=5.826 \text{ ГГц}$  и  $f=5.828 \text{ ГГц}$ .

На рис.2 отчетливо видны зоны непрохождения сигнала. Как следует из рисунка, в данном случае формируются 2 ЗЗ до  $f=5.85 \text{ ГГц}$ .

Рассмотрим аналогичную структуру, схема которой приведена на рис. 1а, при  $d_1 = 8 \text{ мкм}$ .

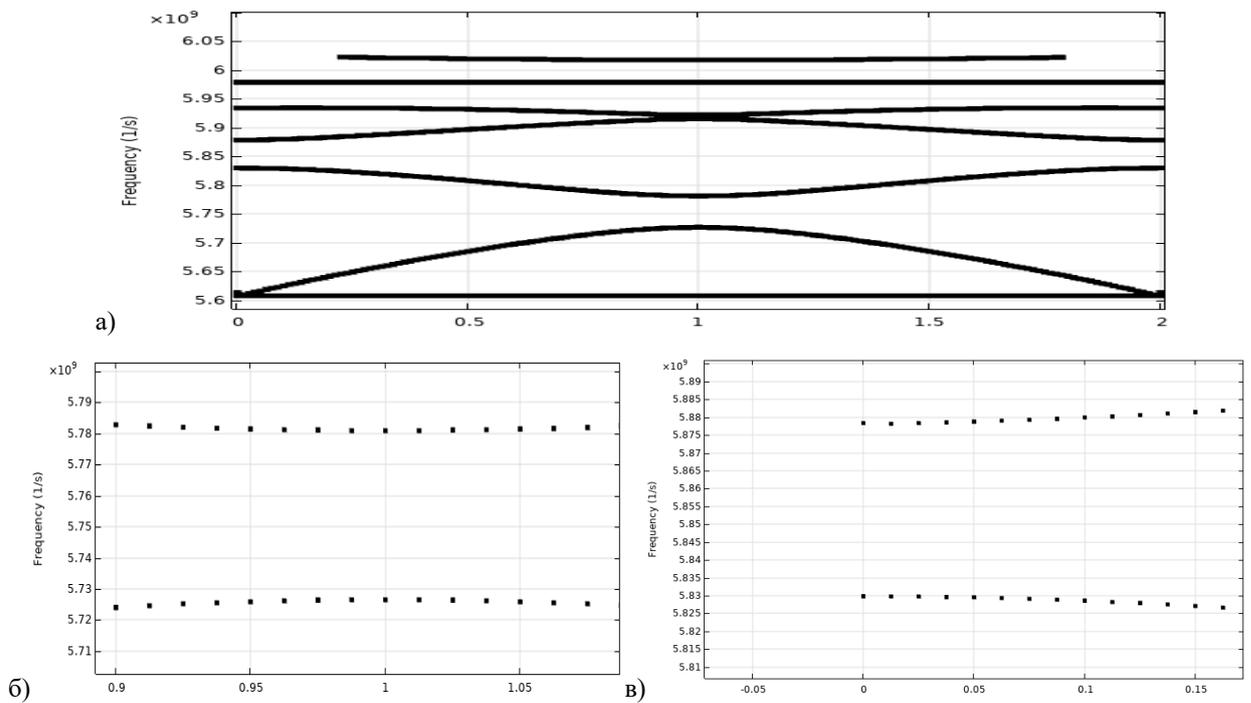


Рисунок 3 — (а) Дисперсия спиновых волн в волноводе. (б) Запрещенная зона системы, расположенная между  $f=5.729$  ГГц и  $f=5.738$  ГГц. (в) Запрещенная зона системы, расположенная между  $f=5.83$  ГГц и  $f=5.88$  ГГц.

Как видно на дисперсионной характеристике (рис.3), формируются аналогичные ЗЗ, но с большим охватом частот. При моделировании поведения спиновых волн в структурах при промежуточном значении  $d_1$  (от 0 мкм до 8 мкм) данная тенденция сохраняется.

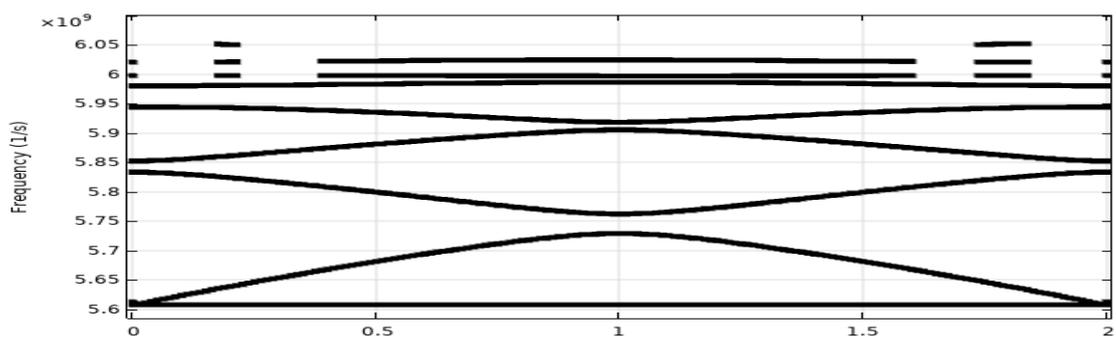


Рисунок 4 Дисперсии спиновых волн структуры при  $d_1$  равным  $d_1=4$  мкм.

Что позволяет сделать вывод, что формирование ЗЗ можно контролировать с помощью изменения глубины периодической структуры. При увеличении высоты периодической структуры диапазон охватываемых частот ЗЗ увеличивается.

# Исследование дисперсии спиновых волн в суперрешетках на основе МК

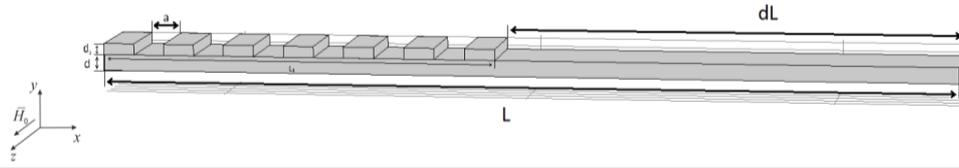


Рисунок 5 — Модель исследуемой структуры.

Рассмотрим структуру, схема которой приведена на рис. 5, при следующих параметрах: ширина каждой полосы равняется  $L_1=L/2$  с основным периодом  $l$ , длиной структуры  $L=200\text{мкм}$ , и разделениями между структурами  $\Delta L$  ( $L = \Delta L + L_1$ ). Общая длина структуры  $L_g = NL - \Delta L$ ,  $N$ -количество структур, ширина подложки  $d=8\text{мкм}$ . С магнитным полем  $\vec{H}_0$  направленным вдоль оси  $OZ$  и распространением волнового вектора  $k$  вдоль оси  $OX$ .

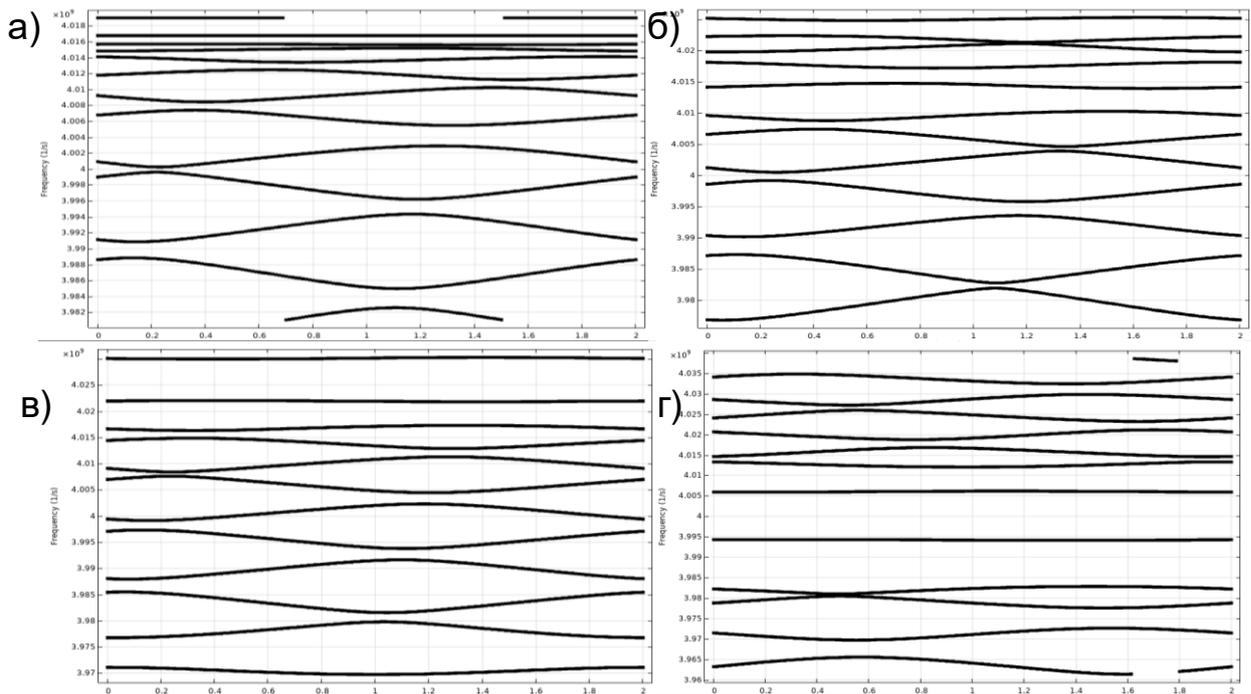


Рисунок 6 — Дисперсия спиновых волн в волноводе при  $d_1$  равным (а)  $d_1=1\text{мкм}$  (б)  $d_1=3\text{мкм}$  (в)  $d_1=5\text{мкм}$  (г)  $d_1=9\text{мкм}$ .

Из анализа дисперсий с рис. 6, можно сделать вывод, что формирование ЗЗ в суперрешетках с рис. 5 на основе МК схоже с формированием ЗЗ в структурах с более простой геометрией, а это значит,

что формирование ЗЗ и в данных структурах так же можно контролировать с помощью изменения глубины периодической структуры.

## Исследование дисперсии спиновых волн в суперрешетках на основе МК с металлическими накладками

В ферромагнитных пленках могут быть возбуждены бегущие когерентные спиновые волны. Такие волны удовлетворяют уравнению Максвелла (статическое магнитное приближение), а электродинамические граничные условия на поверхности пленки называются дипольными спиновыми волнами или магнитостатическими волнами (МСВ).

В данном пункте, для отслеживания и сравнения сдвига дисперсионных кривых, рассмотрим классическую задачу о распространении поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ).

Профиль поля ПМСВ имеет следующий вид:

$$\varphi = \begin{cases} \varphi_0(e^{kd} + p(\nu))e^{-ky+ivkx}, & d < y, \\ \varphi_0(e^{ky} + p(\nu)e^{-ky})e^{ivkx}, & -d < y < d, \\ \varphi_0(1 + p(\nu)e^{kd})e^{ky+ivkx}, & y < -d. \end{cases} \quad (5)$$

$$w = \sqrt{\left(w_H + \frac{w_M}{2}\right)^2 - \frac{w_M^2}{4}e^{-2kd}} \quad (6)$$

Где  $w_H = \gamma H_0$ , а  $w_M = 4\pi\gamma M_0$ .

Граничные частоты ПМСВ можно найти при  $k=0$ ,  $k \rightarrow \infty$ :

$$w_{min} = \sqrt{w_H(w_H + w_M)} \quad (7)$$

$$w_{max} = w_H + \frac{w_M}{2} \quad (8)$$

Для начала рассмотрим структуру представляющую собой полосу ЖИГ-микроволновода, толщиной  $d=10\text{мкм}$  и длиной  $L = 560\text{мкм}$ ,  $d_1=3\text{мкм}$ ,  $a=20\text{мкм}$ . Намагниченность насыщения слоя ЖИГ  $M_0 = 149\text{ Гс}$ . Структура помещена в однородное статическое магнитное поле  $H_0 = 680\text{ Э}$ , направленного вдоль оси OZ.

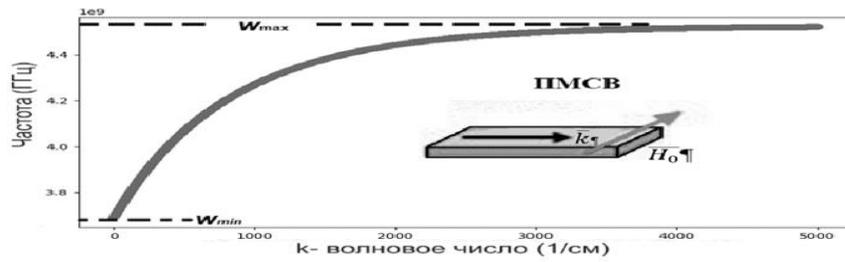


Рисунок 7 Теоретически рассчитанная дисперсия спиновых волн для поверхностных магнито-статических волн.

Где  $w_{min} = 3,689$  ГГц, а  $w_{max} = 4.525$  ГГц. При увеличении постоянного магнитного поля дисперсионная характеристика смещается по частоте вверх при этом деформируясь.

Схема магной суперрешетки (МК с периодической системой дефектов) приведена на рис. 5. Вдоль оси ОХ распространяется ПМСВ.

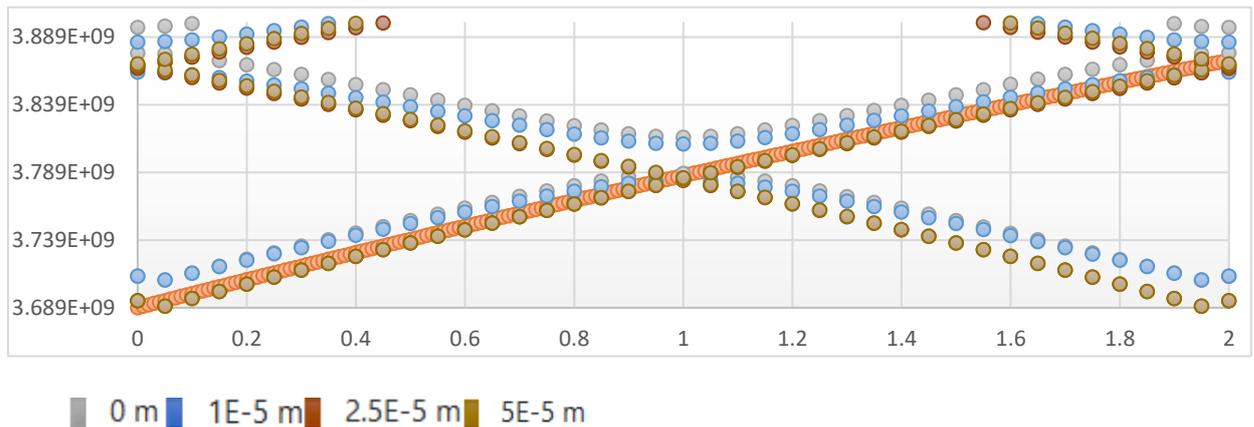
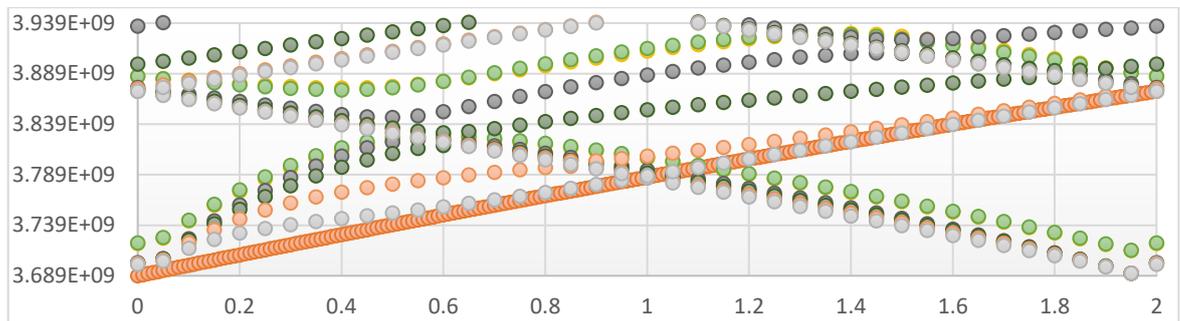


Рисунок 8 — Сдвиг кривых дисперсионных характеристик, распространяющихся в исследуемой структуре волновода при изменении расстояния между пленкой и накладкой из ЖИГ от 0(серая линия) до 100 мкм (коричневая линия), дисперсия ПМСВ (оранжевая).

Как видно из рис. 8, в нашей структуре происходит формирование ЗЗ. Размер запрещенной зоны в нашей структуре на прямую зависит от расстояния между пластиной и периодической структурой, сделанных из одного материала (ЖИГ). При отдалении накладки ЗЗ закрывается.

Рассмотрим теперь структуру с рис.5, но при условии, что накладки будут состоять из меди. При замене материала периодической накладки на медь (Cu) в системе возникают не линейные процессы, что приводит к отклонению формирующихся ЗЗ от волнового числа характерного для условия

Брэгговского резонанса, что особенно отчетливо видно при максимальном приближении медной накладки к волноводу из  $Y_3Fe_5O_{12}$ .

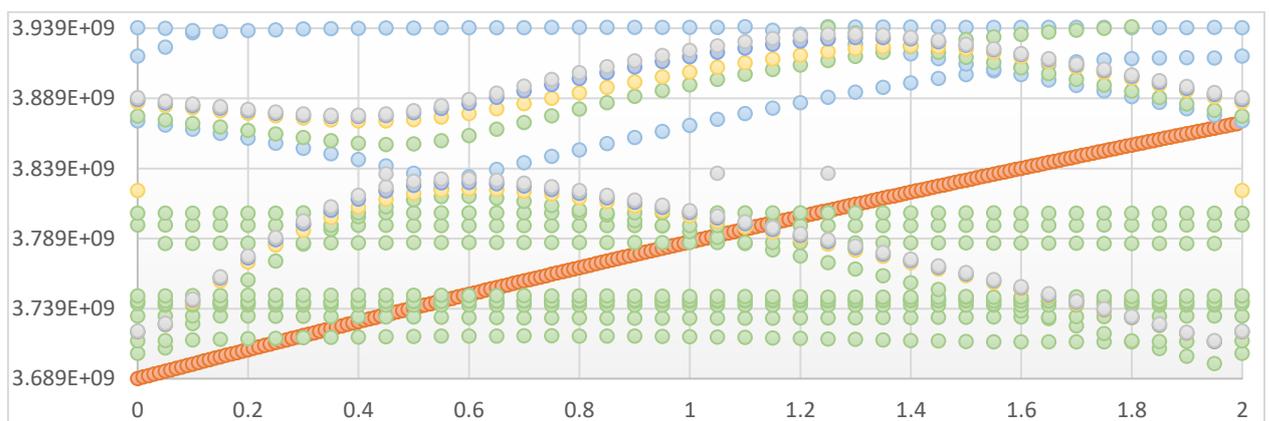


■ 4E-4 м ■ 2E-4 м ■ 1E-4 м ■ 5E-5 м ■ 1E-5 м ■ 0 м

Рисунок 9 — Сдвиг дисперсионных кривых, распространяющихся в исследуемой структуре при изменении расстояния между пленкой и медными накладками от 400 мкм (серая линия) до 0 мкм (желтая линия), дисперсия ПМСВ (оранжевая).

В структуре, изображенной на рис. 5 при максимальном приближении периодической структуры из меди к пленке из ЖИГ дисперсия волн отклоняется от найденной ранее ПМСВ.

Для полноты картины наблюдаем изменение дисперсии СВ при постоянном расстоянии между пленкой и медной накладкой при изменяющейся плотности этих накладок (структура с рис. 5 при изменяющемся параметре  $a$ ).



■ 1E-7 м ■ 1E-6 м ■ 1E-5 м ■ 3E-5 м ■ 4E-5 м

Рисунок 10 — Сдвиг дисперсионных кривых, распространяющихся в исследуемой структуре волновода при изменении  $a$  от 0.1 мкм (голубая линия) до 40 мкм (серая линия), дисперсия ПМСВ (оранжевая).

При постоянном расстоянии между накладкой и волноводом, но изменяющемся расстоянием между медными пластинами при их постоянном количестве в структуре с рис. 5, мы можем наблюдать аналогичную динамику изменения дисперсии (рис. 12), что и при изменении расстояния между ЖИГ и медными накладками в структуре с того же рисунка.

Дисперсии, изображенные на рис. 12, дает нам понять, что нахождение медных пластин вблизи волноведущей структуры приводит к возникновению в системе нелинейных процессов. И объемом присутствующего металла можно контролировать поведение СВ в структурах из ЖИГ.

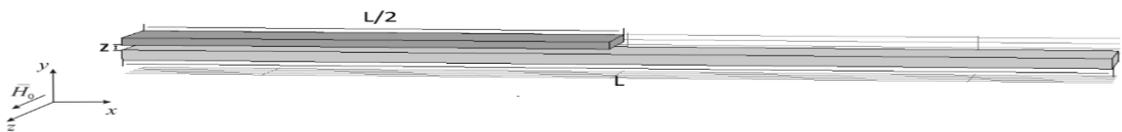


Рисунок 11— Модель исследуемой структуры.

В модели с однородной медной наладкой длиной в половину всей структуры, с рис.10, поведение дисперсии аналогично поведению спиновых волн в структуре с периодичной медной накладкой.

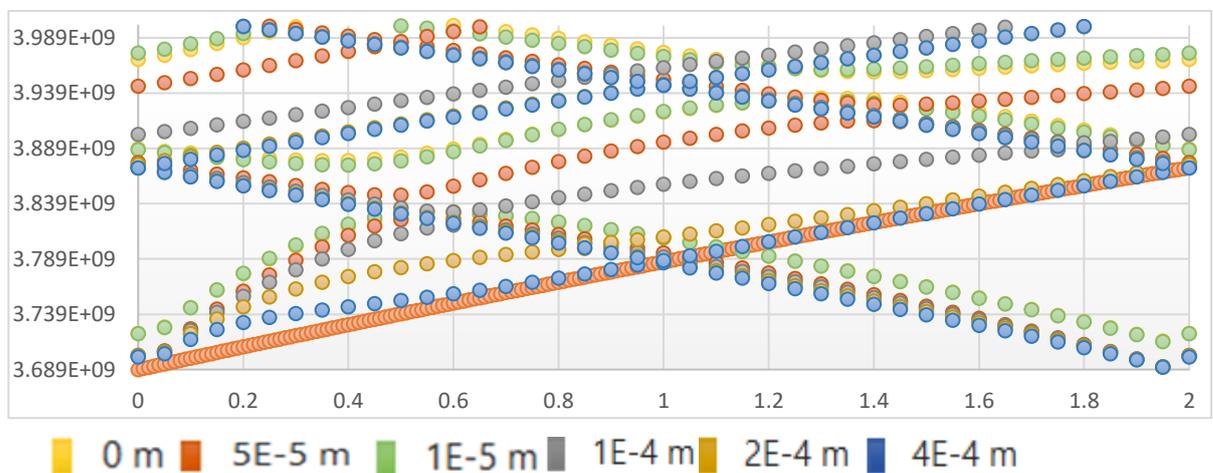


Рисунок 12 — Сдвиг дисперсионных кривых, распространяющихся в исследуемой структуре при изменении расстояния между пленкой и медными накладками от 400 мкм (серая линия) до 0 мкм (желтая линия), дисперсия ПМСВ (оранжевая).

Процессы, возникающие в структуре изображенной на рис. 10, аналогичны процессам возникающим в структуре изображенной на рис. 5. При максимальном приближении периодической структуры из меди к пленке из ЖИГ дисперсия волн отклоняется от найденной ранее ПМСВ.

## **Вывод**

На основе полученных результатов, по средствам численного моделирования, выявлены основные особенности формирования запрещённых зон в периодических структурах на основе магнитных кристаллов с различными геометрическими параметрами.

Аналитически решена задача о распространении поверхностных магнитостатических спиновых волн в одномерных магнитных кристаллах конечной длины.

А также, показано, что в таких структурах изменение высоты периодических структур, изменение расстояния между металлическими накладками и пленкой, изменение плотности металлических накладок, то есть изменение геометрических параметров, позволяет эффективно управлять характеристиками Брэгговских запрещённых зон, ее открытие, закрытие, а также частотное смещение по средствам изменений геометрии структуры и материала.

Устройства на основе таких структур могут найти широкое применение в системах радиолокации и связи в будущем.