

Министерство образования и науки Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра электроники, колебаний и волн

**РАСЧЕТ СПЕКТРА МОД КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОГО
ФЕРРИТОВОГО МИКРОВОЛНОВОДА КОНЕЧНОЙ ШИРИНЫ**

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

студента 4 курса 421 группы

направления 03.03.03 Радиофизика

Факультета нелинейных процессов

Сулимова Ильи Игоревича

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доцент кафедры ФОС

А.В. Садовников

Зав. кафедрой электроники, колебаний и волн

д.ф.-м.н., профессор

Д.И. Трубецков

Саратов 2016 г.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время публикуется большое количество работ, как теоретического, так и экспериментального исследования волноводов на основе ферритовых структур, таких как плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ). Ферриты или ферромагнетики – это вещества, обладающие в отсутствие внешнего магнитного поля упорядоченной магнитной структурой. Также они обладают спонтанной «шахматной» упорядоченностью, но из-за различия моментов направленных в разные стороны, имеет место большой результирующий магнитный момент. Подобные структуры могут использоваться при разработке различных устройств обработки сигналов СВЧ-диапазона (ответвители, линии задержки, фильтры) и, благодаря малому затуханию в ЖИГ-пленках, используются для управления свойствами распространяющихся в них волн.

Спиновые волны – собственные возбуждения электронной подсистемы спинов в магнитоупорядоченных средах, наблюдаемые в ферро- и антиферромагнетиках. Из-за существования в магнитных кристаллах нескольких сил «упругости», а именно, связанных с магнитным (дипольным) взаимодействием и с квантовым обменным взаимодействием, возможно распространение в них двух видов волновых возмущений. Если длина волны значительно превышает размер кристаллической решетки, то в этой структуре могут распространяться медленные волны, называемые магнитостатическими волнами (МСВ). А при длине волны возмущения чуть большей или сравнимой с размерами кристаллической решетки, то характерные черты волн обусловлены, в основном, обменным взаимодействием, и такие волны называются спиновые волны. Три различных класса (часто называемых модами) МСВ могут быть возбуждены и распространяться в тонком магнитном волноводе. Это - прямые объёмные магнитостатические спиновые волны (ПОМСВ), обратные объёмные магнитостатические волн (ООМСВ) и поверхностные магнитостатические

волны (ПМСВ), которые были рассмотрены в данной работе.

Пластины железо-иттриевого граната (ЖИГ) были выбраны, для этих исследований, так как этот материал оказался уникальной средой, для распространения спиновых волн, в котором потери энергии этих волн на порядок меньше, чем в любых других магнитных материалах.

Целью данной работы является расчет спектра мод касательно намагниченного ферритового микроволновода конечной ширины.

ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВО ГРАНТОВЫЙ ВОЛНОВОД КОНЕЧНОЙ ШИРИНЫ В СЛУЧАЕ КАСАТЕЛЬНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Феррит является гиротропной средой, свойства которой зависят от ориентации внешнего постоянного магнитного поля H_0 . В случае его приложения происходит ориентация собственных магнитных моментов атомов M вдоль этого направления и их прецессирование вокруг него (рис. 1)

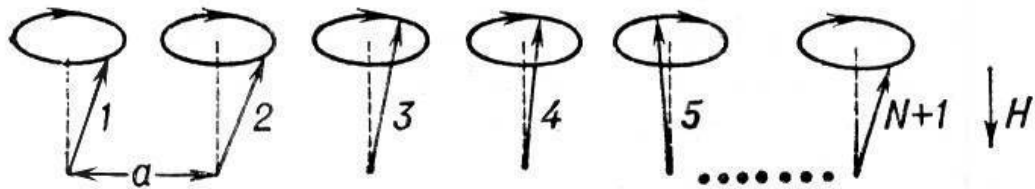


Рис. 1. Прецессия магнитных моментов атомов магнитоупорядоченной среды вдоль направления внешнего магнитного поля.

В такой модельной системе, как бесконечный ферритовый слой конечной ширины при касательном намагничивании распространяются поверхностные магнитостатические волны в виде распространения возмущений прецессии магнитных моментов атомов в узлах кристаллической решётки данной магнитоупорядоченной структуры. За счет ограниченных размеров исследуемой структуры вдоль оси x , могут существовать моды с различными вариациями компоненты $E_x(x)$ - поперечные моды.

Запишем тензор проницаемости без потерь

$$\mu = \begin{bmatrix} \mu_1 & \mu_2 & 0 \\ -i\mu_2 & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

Где $\mu_1 = 1 - \Omega_H / (\Omega^2 - \Omega_H^2)$, $\mu_2 = \Omega / (\Omega^2 - \Omega_H^2)$, $\Omega = \omega / \gamma 4\pi M_s$, $\Omega_H = H / 4\pi M_s$, ω -угловая частота волн, $\gamma = 1.76 * 10^7 \text{ rad / Oe sec}$, $4\pi M_s$ - намагниченность пленки. Свободное пространство характеризуется скалярной проницаемостью равной единице или в (1): $\mu_1 = 1, \mu_2 = 0$.

В магнитостатическом приближении ($\nabla * H = 0$), магнитное поле может быть записано как градиент скалярного потенциала и диэлектрические постоянные разных слоев являются несущественными. Мы будем использовать это упрощающее предположение запишем

$$H(r) = -\nabla \psi(r) \quad (2)$$

где r является трехмерным вектором положения. Плотность магнитного потока связана с полем

$$B(r) = \mu H(r) \quad (3)$$

Дивергенция $B(r)$ равная нулю, вместе с уравнениями (1)-(3), выражается в уравнение

$$\left[\mu_1 \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \psi(r) = 0 \quad (4)$$

с соответствующими значениями μ_1 , используемыми на внутренней и внешней поверхности пленки.

В большинстве экспериментальных ситуаций края образца, при $x=0$ и $x=w$ создаются либо разрезанием, либо химическим травлением. Аппроксимируем прижимающее условие, предполагая, что микроволновые поля $B_z = B_y = 0$, при $x=0, w$. С этим предположением возможно написать решение уравнения (4) в области $0 \leq x \leq w$ как

$$\psi(r) = X(y) \exp(ik_z z) \sin(k_x x) \quad (5)$$

где

$$k_x = n\pi / w \quad (6)$$

И n является целым числом. Изменение x было выбрано в соответствии с закреплением и для простоты, мы будем использовать это распределение внутри и вне магнитной пленки. Изменение z было выбрано для получения распространяющихся волн в направлении z .

Уравнение (4) дает экспоненциальный вид для $X(y)$ выражение для k_y и k_x ;

$$k_y^2 = k_x^2 / \mu_1 + k_z^2$$

Определим внутреннее поперечное волновое число

$$k_y^2 = M^2 = (n\pi / w)^2 / \mu_1 + k_z^2 \quad (7a)$$

И внешнее поперечное волновое число

$$k_y^2 = N^2 = (n\pi / w)^2 + k_z^2 \quad (7б)$$

Т.к. $\mu_1 = 1$ вне пленки. Различные значения k_y внутри и вне пленки то, что они отличны от k_z , являются основным следствием того, что k_x может быть отличным от нуля. Если предположить, что $k_x = 0$, то $k_z = k_y$ везде.

Мы можем теперь записать уравнение (5) для 3-х областей:

в пространстве

$$\psi = A \exp(Ny) \exp(ikz) \sin(n\pi x / w), -\infty \leq y \leq 0 \quad (8a)$$

в пленке

$$\psi = [B \exp(My) + C \exp(-My)] \exp(ikz) \sin(n\pi x / w), 0 \leq y \leq d \quad (8б)$$

в диэлектрике

$$\psi = [D \exp(Ny) + E \exp(-Ny)] \exp(ikz) \sin(n\pi x / w), d \leq y \leq t \quad (8с)$$

где мы записали k для k_z и использовали уравнения (6) и (7) для k_y и k_x . В уравнении (8a), мы использовали тот факт, что ψ должно быть равно нулю при $y = -\infty$. Применение граничных условий, что B_y не равно нулю на металлической поверхности ($y = d + t$) и при которых

H_z , H_x и B_y постоянны на поверхности пленки ($y=0$ и $y=d$) дает дисперсионную зависимость

$$\exp(2Md) = \frac{\mu_1 M - \mu_2 k - N}{\mu_1 M + \mu_2 k + N} * \frac{\mu_1 M + \mu_2 k - N \tanh(Nt)}{\mu_1 M - \mu_2 k + N \tanh(Nt)} \quad (9)$$

которая может быть записана в переменных частоты и поля Ω и Ω_H как

$$\exp(2Md) = \frac{\Omega_H M + \Omega k + (\Omega_H^2 - \Omega^2)(M - N)}{\Omega_H M - \Omega k + (\Omega_H^2 - \Omega^2)(M + N)} * \frac{\Omega_H M - \Omega k + (\Omega_H^2 - \Omega^2)(M - N \tanh(Nt))}{\Omega_H M + \Omega k + (\Omega_H^2 - \Omega^2)(M + N \tanh(Nt))} \quad (10)$$

Построение дисперсионных характеристик ПМСВ для 1,2,3 мод

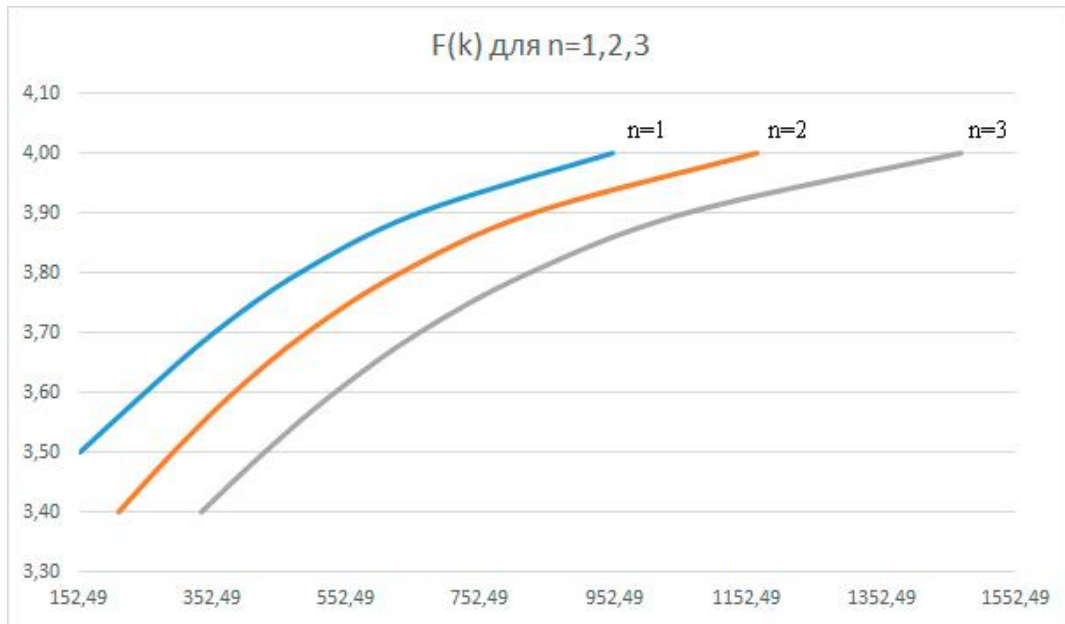
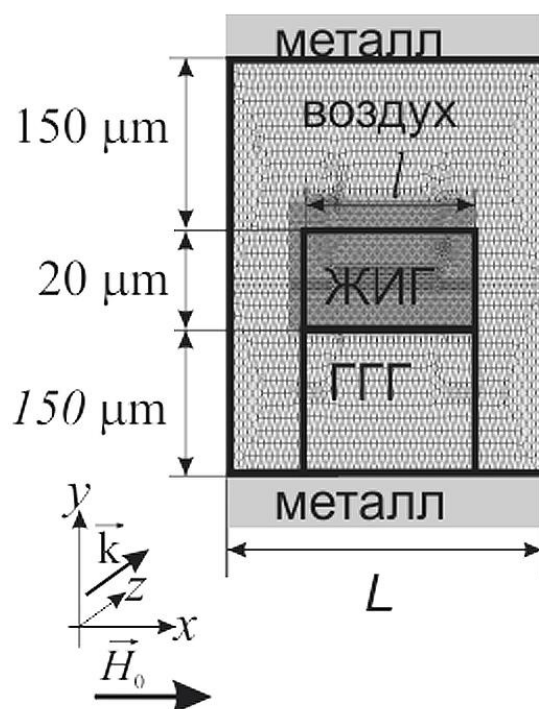


Рис. 4 Дисперсионные характеристики в ЖИГ структуре для $n=1,2,3$, где n – номер моды

**МЕТОДЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ.
РАСЧЁТ СПЕКТРА ШИРИННЫХ МОД МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ
ЭЛЕМЕНТОВ В COMSOL MULTIPHYSICS**

Рассмотрим слоистую структуру металл-диэлектрик-феррит-



диэлектрик-металл (рис. 2).

Рис. 2 Вид структуры

Суть метода конечных элементов заключается в том, что расчетная область разбивается на конечные элементы, в пределах каждого конечного элемента компоненты поля аппроксимируются с помощью простых полиномиальных функций. Коэффициенты полиномов выражаются через значения компонент полей в конечном числе точек, лежащих на границе и внутри элемента. Дискретизация уравнений в частных производных осуществляется одним из подходящих для каждой конкретной задачи методов – вариационным методом.

Далее задача сводится к решению обобщенной проблемы собственных значений для больших разреженных матриц. В результате получаем распределение поля собственной моды и величину k , то есть точку на дисперсионной характеристике. Повторив вычисления для нужного количества точек в заданном диапазоне частот, можно рассчитать всю дисперсионную характеристику и соответствующие распределения полей.

Рассмотрим слоистую структуру, состоящую из пленки железиттриевого граната (ЖИГ) на подложке из галлий-гадоллиниевого граната, магнитная проницаемость которого полагалась равной 1, а диэлектрическая составляла $\epsilon_{GGG}=9$. Сверху пленка ЖИГ нагружена слоем СЭ с параметрами: толщина-1000мкм, ширина равна ширине расчетной области, диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{FE}=1000$. Сверху расчетная область ограничивалась электрической стенкой. Так как при распространении ПМСВ поле собственной волны сосредоточено в основном внутри или вблизи поверхности ферритовой пленки, то для ограничения расчетной области в направлении y достаточно было выбрать на ее верхней и нижней границах граничные условия наиболее простого вида. В наших расчетах в качестве таковых выбирались граничные условия типа электрической стенки.

Для исследования собственных мод ЖИГ не нагруженного СЭ положим $\epsilon_{FE}=1$. Решая в линейном приближении уравнение движения вектора намагниченности (уравнение Ландау – Лифшица без учета диссипации) под действием периодического магнитного поля, являющегося малой добавкой к постоянному полю намагничивания, можно получить тензор магнитной проницаемости ферромагнетика в случае, когда внешнее постоянное магнитное поле направлено вдоль оси x :

$$\mu_r = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu_1(\omega) & i\mu_2(\omega) \\ 0 & -i\mu_2(\omega) & \mu_1(\omega) \end{bmatrix}.$$

Причем зависимость компонент тензора от частоты определяется соотношениями:

$$\mu(\omega) = \frac{\omega_h(\omega_h + \omega_m) - \omega^2}{(\omega_h + \omega_m)},$$

$$\mu_a(\omega) = \frac{\omega_m \omega}{\omega_h^2 - \omega^2},$$

где $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$, $\omega_h = \gamma H_0$, $\gamma = 2\pi \times (2.8 \text{ МГц} / \text{Э})$ - гиромагнитное отношение в ферромагнитной пленке, M_0 - намагниченность насыщения.

При моделировании МКЭ необходимо разбить расчетную область на конечные элементы треугольной формы. В данном случае была выбрана треугольная сетка с минимальным размером элемента $d_{\min}=0.183$ мкм и максимальным размером элемента $d_{\max}=48.8$ мкм. На рис. 3 приведена схема разбиения расчетной области, при этом видно, что размер треугольного элемента уменьшался на границах и изломах ферритовой структуры.

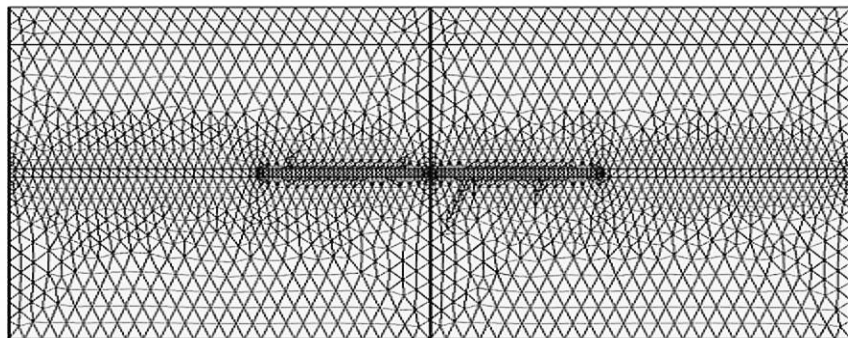


Рис. 3 Схема разбиения расчетной области на конечные элементы треугольной формы.

Проведен расчет дисперсии ПМСВ в рассматриваемой структуре при помощи программы COMSOL.

В результате выполнения расчетов получают наборы волновых чисел. Для идентификации принадлежности волновых чисел к определенным модам, рассматриваются распределения полей, например компоненты E_x . На основе этих распределений получаем 3 волновых числа соответствующие первым трем модам в волноводе.

Результаты расчета показаны на Рис.4.

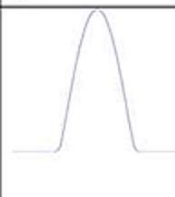
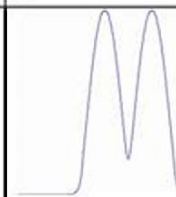

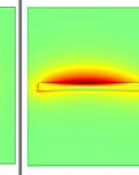
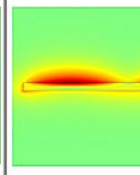
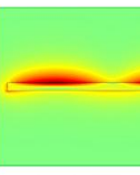
Номер моды	1	3	5
Поперечное распределение $ E $ по ширине феррита			
Распределение $ E $ внутри расчетной области			
Волновое число и частота	$K = 481,87 \text{ см}^{-1}$ $F = 3,8 \text{ ГГц}$	$K = 633,93 \text{ см}^{-1}$ $F = 3,8 \text{ ГГц}$	$K = 825,35 \text{ см}^{-1}$ $F = 3,8 \text{ ГГц}$

Рис 4. Поперечное распределение $|E|$ по ширине феррита, распределение $|E|$ внутри расчетной области для различных точек на дисперсионной кривой.

На рис.5 показаны результаты расчета дисперсионной характеристики для первых трех мод $n=1,2,3$ при введении коэффициента затухания $\alpha=0.0001$

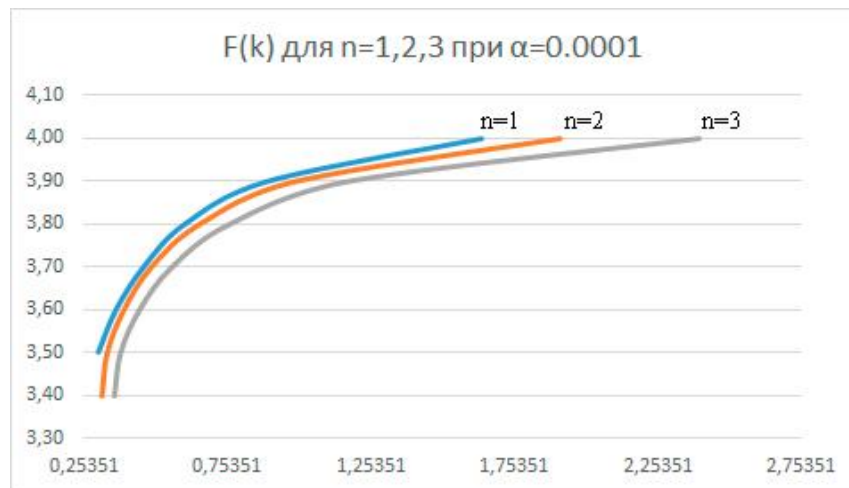


Рис. 8 Дисперсионные характеристики в ЖИГ структуре с коэфф. затухания $\alpha=0,0001$ для $n=1,2,3$, где n – номер моды

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью разработанной методики расчета электродинамических характеристик, основанной на метода конечных элементов, проведено численное моделирование и расчет дисперсионных характеристик ПМСВ в пленке ЖИГ. Рассмотрен процесс распространения поверхностных магнитостатических волн, и детально изучено пространственное распределение электрического и магнитного полей в примитивной ячейке рассматриваемой ферромагнитной структуры в различных точках на дисперсионной кривой.

Обнаружено отсутствие проявления свойств не взаимности в распространении прямой и встречной поверхностных магнитостатических волн, что объясняется локализацией магнитного поля на изломах структуры, как для прямой, так и обратной волны. В случае непрямоугольного профиля канавки на поверхности пленки ЖИГ наблюдается слабая не взаимность, которая проявляется в различном распределении магнитного поля для поверхностных магнитостатических волн, распространяющихся в противоположных

направлениях, однако на дисперсионной кривой свойства не взаимности обнаружить не удастся.

Список используемой литературы

Список используемой литературы

1. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П.
Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот.
Саратов: Издательство СГУ.1993
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики.- Т.4. Оптика 1980
3. Новые приемы и достижения спектроскопии высоко разрешающей силы И.Л. Фабелинский И.Л. Чистый 1976
4. В.Е. Демидов , Б,А, Калиникос. Спектр дипольно-обменных спиновых волн в касательно намагниченных слоистых структурах металл-сегнетоэлектрик-ферромагнетик-металл. СПб ГЭУ,1999
5. Lenk B., Ulrichs H.,Garbs F., Munzenberg M.//Phys. Rep. 2011
6. Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B.//J.Phys.2010
7. O'Keffe T.W., Patterson R.W. Magnetostatic surface-wave propogation in finite samples // J. Appl. Phys., 1973
8. Vasil'ew I.V., Kovalev S.I. Electrodynamic theory of finite magnetostatic waveguides//IEEE Trans.On MTT 1994

