

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра электроники, колебаний и волн

**Гиromагнитные метаматериалы для гигагерцового и терагерцового
диапазонов частот**

АВТОРЕФЕРАТ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ

Студентки 2 курса 2231 группы
направления 03.04.03 «Радиофизика»
института физики
Амельченко Марии Денисовны

Научный руководитель

Зав. КЭКиВ, к.ф.-м.н., доцент _____ С.В. Гришин

Заведующий кафедрой электроники, колебаний и волн

к.ф.-м.н., доцент _____ С.В. Гришин

Саратов 2021 год

Введение. Известно, что метаматериалы представляют собой искусственно созданные среды со свойствами, не встречающимися у обычных природных сред [1]. Среди метаматериалов особый класс составляют, так называемые, «левые» среды, у которых диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости одновременно имеют отрицательные значения [2]. В левой среде вектора напряженности электрического и магнитного полей совместно с волновым вектором составляют левую тройку векторов. Это приводит к распространению в такой среде обратной электромагнитной волны (ЭМВ), вектора фазовой и групповой скоростей которой направлены в противоположные стороны. В микроволновом диапазоне для создания метаматериалов в виде левых сред обычно используют периодические структуры в виде тонких металлических проволочек и кольцевых разрезных резонаторов, период следования которых является намного меньше длины ЭМВ [3]. Основным недостатком таких метаматериалов является фиксированная рабочая полоса частот и отсутствие управления ее свойствами, например, с помощью внешнего постоянного магнитного поля. Как известно [4], ферромагнетики (ФМ) относятся к μ -отрицательным средам, у которых относительная магнитная проницаемость принимает отрицательные значения в определенном интервале частот, находящемся в микроволновом диапазоне. Совмещение их свойств со свойствами ϵ -отрицательных сред, в качестве которых использовались решетки из тонких проводящих проволок, давало возможность реализовать дважды отрицательные среды без использования дополнительных субволновых элементов в виде КРР, что даёт возможность магнитной перестройки обратной ЭМВ в микроволновом диапазоне.

Другим возможным кандидатом для создания гиромагнитного метаматериала является антиферромагнетик (АФМ). Его особенностью является магнитная структура, которая представляет собой, как правило, две

(может быть и больше) магнитные подрешётки, вставленные друг в друга [5]. Это приводит к увеличению числа характерных частот, на которых магнитная проницаемость среды меняет знак, и, соответственно, к увеличению числа медленных ЭМВ, существующих в нём. В отличие от ФМ, АФМ обладает сильным внутренним магнитным полем, за счет чего область отрицательных значений у магнитной проницаемости расположена в терагерцовом диапазоне [6]. В связи с этим интерес представляет рассмотрение АФМ в качестве магнитной матрицы для создания на ее основе дважды отрицательной среды для терагерцового диапазона, в котором будут существовать две обратные волны.

Целью настоящей работы является построение электродинамической модели для касательно намагниченных ФМ и АФМ метаматериалов и изучение на их основе спектра ЭМВ, существующих в таких искусственно созданных средах.

Актуальность работы обусловлена созданием управляемых магнитным полем метаматериалов со свойствами «левой» среды на основе гиromагнитных материалов как для микроволнового, так и для терагерцового диапазонов.

Работа состоит из введения, двух глав и заключения. Список используемой литературы включает 36 наименований.

Основное содержание работы. Впервые электродинамическая задача, связанная с расчетом материальных параметров дважды отрицательной (левой) среды на основе магнитоупорядоченного материала, была решена Дьюаром [7-9]. Он рассматривал безграничную магнитоупорядоченную среду, в которой находилась периодическая одномерная (1D) решетка из тонких проводящих проволок с периодом a . Предполагалось, что период структуры является намного меньше длины электромагнитной волны (ЭМВ) λ , т.е. $a \ll \lambda$. Исследовался случай поперечного намагничивания, когда внешнее постоянное магнитное поле \vec{H}_0 было направлено вдоль проволок, а волновой вектор \vec{k} ЭМВ был направлен перпендикулярно магнитному полю \vec{H}_0 ($\vec{k} \perp \vec{H}_0$). Поляризация ЭМВ была таковой, что ее электрическое поле было направлено вдоль проволок, а ее магнитное поле было ортогонально электрическому полю и волновому вектору \vec{k} . Предполагалось, что ортогональная поляризация ЭМВ очень слабо взаимодействует с проволоками и магнетиком и в дальнейшем не рассматривалась. Схематическое изображение данной структуры приведено на Рис.1а.

На Рис.1б показан также случай продольного намагничивания, когда направление внешнего постоянного магнитного поля совпадает с направлением волнового вектора ($\vec{k} \parallel \vec{H}_0$). В отличие от поперечного намагничивания здесь возможно существование обратной волны даже в отсутствие решетки из проводящих проволок, когда магнитная среда является μ -отрицательной. Такая волна существует только в продольно намагниченных тонких магнитных пленках [10].

Известно [4, 10], что тензор высокочастотной магнитной проницаемости, намагниченного вдоль оси 0Z ($H_0 \parallel 0Z$) магнетика, задается как

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & j\mu_a & 0 \\ -j\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где диагональные и недиагональные компоненты тензора для ФМ рассчитываются на основе следующих выражений:

$$\mu = [\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2]/(\omega_H^2 - \omega^2), \quad (2)$$

$$\mu_a = \omega_M \omega / (\omega_H^2 - \omega^2),$$

где $\omega_H = \gamma H_0$ – частота ферромагнитного резонанса при продольном намагничивании, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения, γ – гиромагнитное отношение.

При решении электродинамической задачи в приближении однородных плоских волн для поперечно намагниченной безграничной гиромагнитной

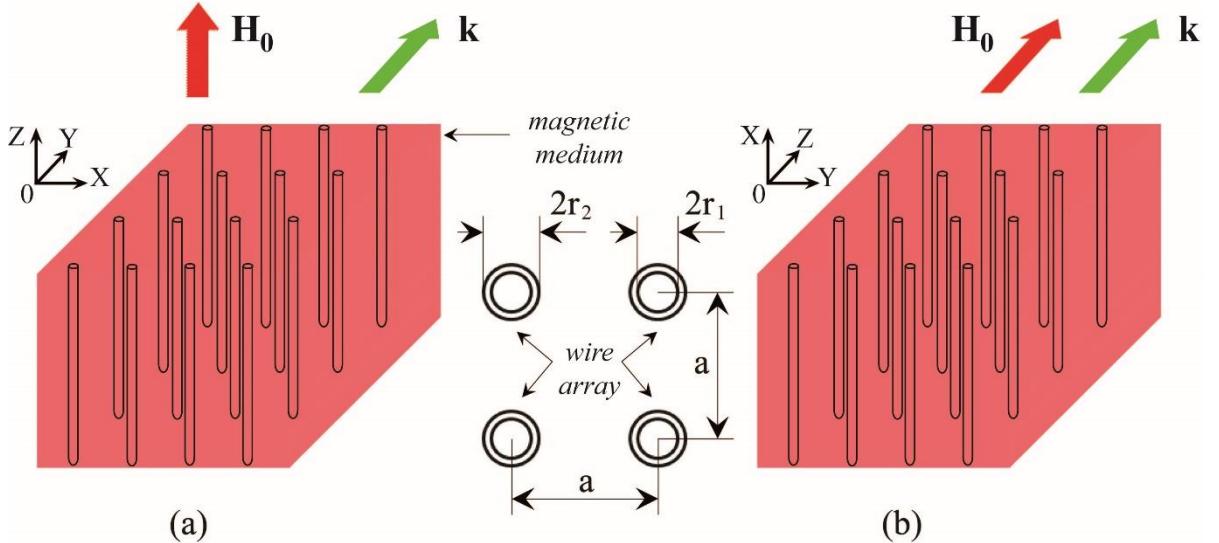


Рис. 1 Схематическое изображение безграничного магнитного метаматериала при двух видах намагничивания: поперечное намагничивание (а) и продольное намагничивание (б). На вставке между рисунками (а) и (б) показан вид сверху решетки из проводящих проволок радиусом r_1 , окруженных немагнитным изолятором радиусом r_2 .

среды, оказывается возможным получить дисперсионное уравнение (ДУ), описывающее только необыкновенные ЭМВ [7-9]:

$$k = k_0 (\mu_{eff\perp} \varepsilon_{eff\perp})^{1/2}, \quad (3)$$

где k – волновое число ЭМВ в среде, $k_0 = \omega/c$ – волновое число ЭМВ в вакууме, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, f – линейная частота, $\mu_{eff\perp}$ – эффективная магнитная проницаемость поперечно намагниченного магнетика, которая определяется на основе следующего выражения:

$$\mu_{eff\perp} = (\mu^2 - \mu_a^2)/\mu, \quad (4)$$

$\varepsilon_{eff\perp}$ – эффективная диэлектрическая проницаемость для поперечно намагниченного магнитного метаматериала, которую ввёл Дьюар [7-9] в следующем виде:

$$\varepsilon_{eff\perp} = \varepsilon_r [1 - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\alpha_\perp)], \quad (5)$$

где

$$\omega_p^2 \cong 2\pi/\langle \varepsilon_f a^2 \{ \mu_0 \ln(r_2/r_1) + \mu_{eff\perp} [\ln(a/r_2) - (3 + \ln 2 - \pi/2)/2] \} \rangle, \quad (6)$$

$\alpha_\perp = \varepsilon_f \omega \omega_p^2 / \sigma_{eff}$, $\varepsilon_f = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ – абсолютная диэлектрическая проницаемость магнетика, $\varepsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2)$ – электрическая постоянная, μ_0 – магнитная постоянная, ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость магнетика, $\sigma_{eff} = \pi r_1^2 \sigma_0 / a^2$ – эффективная проводимость периодической решетки из проводящих проволок, σ_0 – электрическая проводимость проволоки. Выражение (4) получено в предположении, что радиус проволоки является намного меньше глубины скин-слоя δ , т.е. $r_1 \ll \delta = \sqrt{2/\mu_0 \sigma \omega}$ [14].

Выражение для эффективной диэлектрической проницаемости для поперечно намагниченного безграничного магнетика, содержащего 1D периодическую проволочную решётку, которое ввёл Дьюар, в точности

совпадает с выражением, полученным ранее Пендри для немагнитного метаматериала, состоящего из трехмерной (3D) периодической проволочной решетки, находящейся в вакууме [11], которое имеет вид:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_r [1 - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\alpha)], \quad (7)$$

где

$$\omega_p^2 = 2\pi c^2 / [a^2 \ln(a/r_1)], \quad \alpha = \frac{2\omega \omega_p^2 \varepsilon_0}{\pi \sigma} \left(\frac{a}{r_1} \right)^2. \quad (8)$$

Таким образом, отличие в соотношениях заключается в использовании разных выражений для расчета плазменной частоты ω_p и параметра потерь α , которые в случае магнитной матрицы зависят от частоты.

Известно, что в продольно намагниченном ферромагнетике ЭМВ обладают круговой поляризацией [4], а в поперечно намагниченном — линейной. Поэтому для рассмотрения касательно намагниченного ФМ метаматериала, где волновой вектор \vec{k} отклоняется от вектора напряженности магнитного поля \vec{H}_0 , удобней использовать модель Пендри, т. к. 3D решетка применима ко всем видам поляризации, а модель Дьюара описывает только линейно поляризованные волны. Поэтому важно определить область применения модели Пендри для описания дисперсионных характеристик (ДХ) ЭМВ, существующих в касательно намагниченном ФМ метаматериале.

На Рис.2 приведены ДХ необыкновенных ЭМВ, существующих в поперечно намагниченном ФМ метаматериале, которые рассчитаны на основе (3) с учетом (1), (2), (5) и (6) – строгая модель (сплошные линии) и (8) – приближенная модель (пунктирные линии). Если сравнивать ДХ обратной ЭМВ, рассчитанные на основе строгой и приближенной моделей, то можно видеть (см. Рис.2c-d), что обратная ЭМВ, рассчитанная на основе приближенной модели, всегда имеет более широкую полосу частот, которая

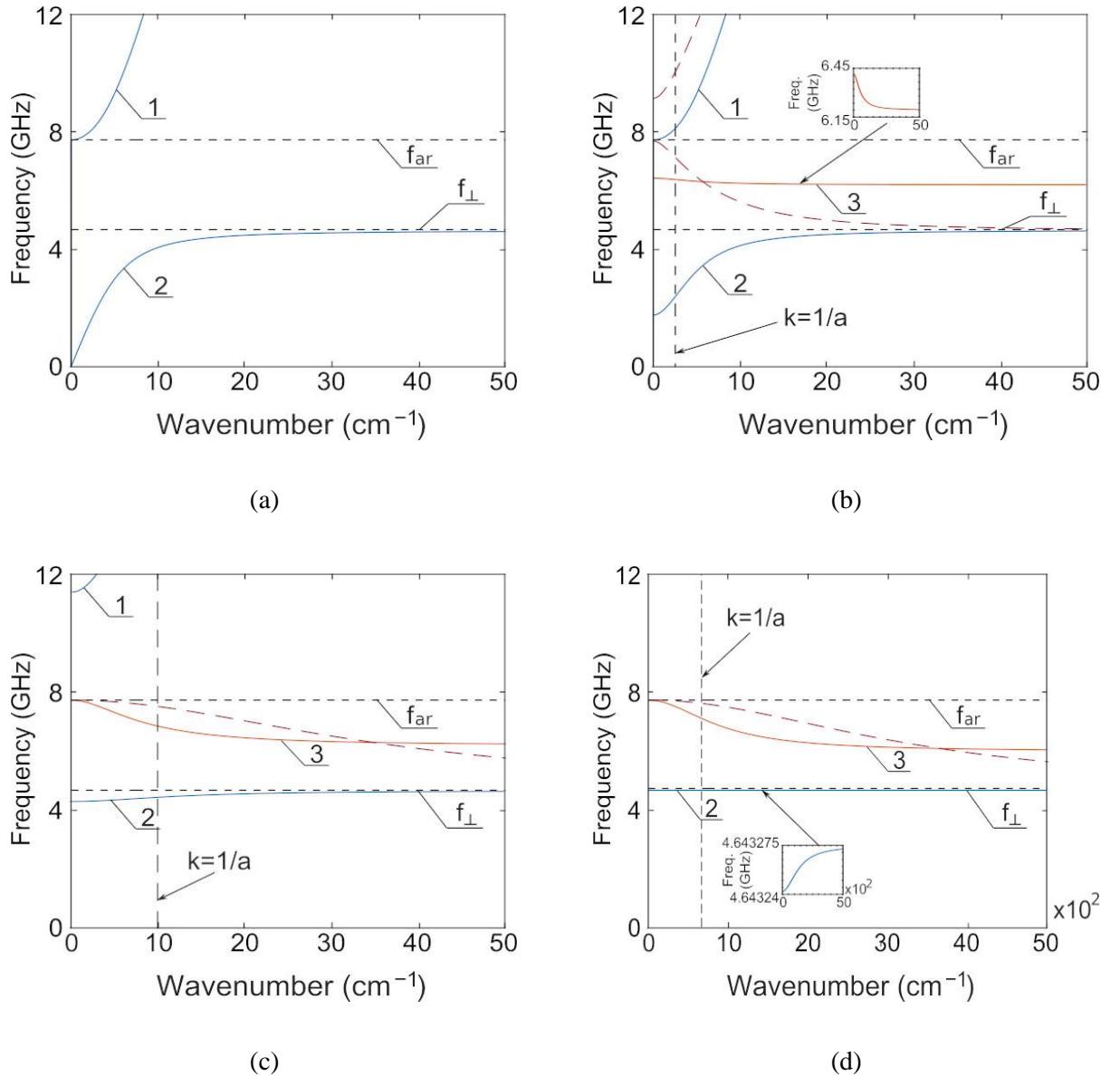


Рис. 2 Дисперсионные характеристики необыкновенных быстрой (кривая 1) и медленных (кривые 2 и 3) ЭМВ, рассчитанные по модели Дьюара для нескольких значений параметров проволочной решетки: а — $a \rightarrow \infty (\omega_{p\perp} = 0)$, б — $a=0.4$ см, $r_1=10^{-5}$ см, $r_2 = 2 \times 10^{-3}$ см, в — $a=0.1$ см, $r_1=10^{-5}$ см, $r_2=10^{-3}$ см, д — $a = 1.5 \times 10^{-3}$ см, $r_1=10^{-5}$ см, $r_2 = 1.2 \times 10^{-4}$ см. Пунктирными линиями на (б-д) показаны ДХ необыкновенных ЭМВ, рассчитанные для поперечного намагниченного ФМ метаматериала, у которого плазменная частота задается выражением (9). Расчеты выполнены для $H_0=79.58$ кА/м, $4\pi M_0=0.175$ Т и $\varepsilon_f=16$.

определяется характерными частотами f_{ar} и f_\perp . При этом обратная ЭМВ, рассчитанная по приближенной модели, всегда является более замедленной волной. Наибольшее расхождение между результатами строгой и приближенной теорий наблюдается на Рис.2b, когда период структуры $a > 1$ мм. Если $a \leq 1$ мм (см. Рис.2c,d), то в этом случае в области волновых чисел $k < 1/a$ расхождение между строгой и приближенной моделями составляет величину не более 10%. Во всей полосе частот существования обратной ЭМВ, рассчитанной на основе строгой модели, расхождения между строгим и приближенным подходами составляет величину не более 25%. Таким образом, при $a \leq 1$ мм приближенную модель можно использовать для расчета ДХ обратной ЭМВ, существующей в поперечно намагниченном ФМ метаматериале.

Рассмотрим теперь такую же структуру, но с использованием АФМ в качестве магнитной. В этом случае диагональные μ и недиагональные μ_a компоненты тензора магнитной проницаемости для АФМ с «легкой» осью анизотропии, совпадающей с осью $0Z$, запишутся в следующем виде [6]:

$$\mu = 1 + 8\pi\gamma_s^2 M_s H_A (\omega_+ \omega_- - \omega^2)/[(\omega_+^2 - \omega^2)(\omega_-^2 - \omega^2)], \quad (9)$$

$$\mu_a = 8\pi\gamma_s^2 M_s H_A \omega (\omega_- - \omega_+)/[(\omega_+^2 - \omega^2)(\omega_-^2 - \omega^2)],$$

где γ_s – усредненный g-фактор, M_s – усредненная статическая намагниченность подрешеток, H_A – поле анизотропии, $\omega_+ = \gamma_s(H_C + H_0)$, $\omega_- = \gamma_s(H_C - H_0)$ – частоты антиферромагнитного резонанса, $H_C = [H_A(2H_E + H_A)]^{1/2}$ – поле «опрокидывания» подрешеток, H_E – поле однородного обменного взаимодействия между подрешетками.

На Рис.3 приведены ДХ ЭМВ, существующих в поперечно намагниченных АФМ и АФМ метаматериале, которые рассчитаны на основе

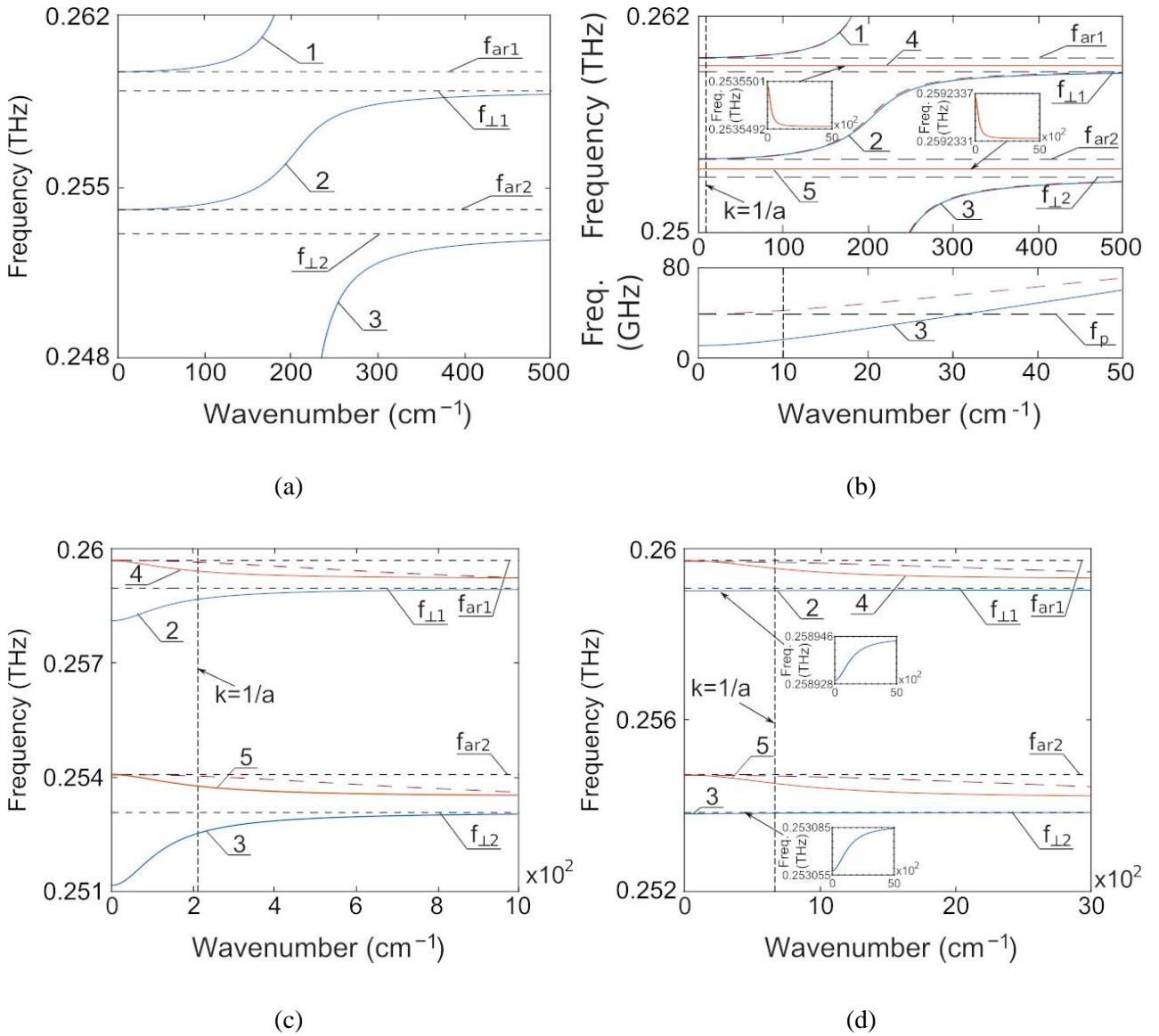


Рис. 3 Дисперсионные характеристики необыкновенных быстрой (кривая 1) и медленных (кривые 2-5) ЭМВ, существующих в поперечно намагниченном АФМ метаматериале и рассчитанные по модели Дьюара для нескольких значений параметров проволочной решетки: а — $a \rightarrow \infty$ ($\omega_{p\perp} = 0$), б — $a=0.1$ см, $r_1=10^{-5}$ см, $r_2=10^{-3}$ см, с — $a = 4.7 \times 10^{-3}$ см, $r_1=10^{-5}$ см, $r_2 = 2.2 \times 10^{-4}$ см, д — $a = 1.5 \times 10^{-3}$ см, $r_1=10^{-5}$ см, $r_2 = 1.2 \times 10^{-4}$ см. Пунктирными линиями на (б-д) показаны ДХ необыкновенных ЭМВ, рассчитанные для поперечного намагниченного ФМ метаматериала, у которого плазменная частота задается выражением (9). Расчеты выполнены для $H_0=79.58$ кА/м, $M_s=0.0560$ Т, $H_E=40.98$ МА/м, $H_A=636.64$ кА/м и $\epsilon_r=16$.

(3) с учётом (4-6) и (9) – строгая модель (сплошные линии) и (8) – приближенная модель (пунктирные линии). Можно видеть, что в случае

АФМ метаматериала ДХ обратных ЭМВ, рассчитанные по приближенной модели, так же имеют большую полосу частот по сравнению с ДХ, рассчитанными на основе строгой теории. Разница между ДХ, полученными с помощью двух моделей, лежит в пределах 10% в области выполнения условия $\lambda > a$. Стоит отметить, что при значениях ω_p , принадлежащих диапазону частот $\omega_{\perp 2} < \omega < \omega_{ar1}$, результаты получаются сильно отличными друг от друга, что ограничивает область применения подхода с фиксированной плазменной частотой.

Заключение. В ходе выполнения магистерской работы были получены следующие основные результаты:

1. На основе решения полной системы уравнения Максвелла для безграничной магнитоупорядоченной среды с частотной зависимостью эффективной диэлектрической проницаемости плазмонного типа получена приближенная электродинамическая модель для касательно намагниченного гиромагнитного метаматериала. Гиромагнитный метаматериал представляет собой бесконечную матрицу из магнитоупорядоченного (ФМ или АФМ) материала, внутри которой находится трехмерная решетка из тонких металлических проволочек, окруженных бесконечным изолятором.
2. Установлено, что в случае ФМ-метаматериала существует область частот, находящаяся в микроволновом диапазоне, в которой эффективная и магнитная проницаемости среды являются одновременно отрицательными величинами. В случае АФМ-метаматериала таких областей частот две, и обе они находятся в терагерцовом диапазоне.
3. На основе полученной приближенной электродинамической модели проанализированы также зависимости ДХ медленных ЭМВ, существующих в бесграничных ФМ- и АФМ-метаматериалах, от параметров периодической структуры (периода решетки и диаметра проволочек). Показано, что уменьшение параметров структуры приводит к расширению частотного диапазона существования обратной волны для области частот, где $\lambda > a$.

Результаты, полученные в магистерской работе, были доложены на одиннадцати научных конференциях:

1. Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова. Россия, Москва (2019, 2020).

2. Студенческая конференция ФНП. Россия, Саратов. (2019 г.)
3. VII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism». Ekaterinburg, Russia (2019)
4. Нелинейные Дни в Саратове для молодых. Россия, Саратов. (2020)
5. Всероссийская конференция молодых ученых «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика». Россия, Саратов (2020).
6. Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (Фундаментальные физические исследования)». Россия, Москва (2020).
7. International Magnetics Conference. Montreal, Canada (2020).
8. The VII Italian Conference on Magnetism, Magnet2021 (2021).
9. Студенческая научная конференция Института Физики СГУ. Россия, Саратов. (2021).
10. Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие СВЧ, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- иnanoструктурами, метаматериалами и биообъектами 2021». Россия, Саратов (2021).

Список литературы

1. Metamaterials. Devices and Applications / Ed. by A.L. Borja. IntechOpen, 2017. - 292 p.
2. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // УФН. - 1967. - Т. 92. Вып. 3. - С. 517–526.
3. Smith D.R. et al. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity // Phys. Rev. Lett. - 2000. - V. 84, - No 18. - P. 4184-4187.
4. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Физматлит, 1960. - 407 с.
5. Дорфман Я.Г. Антиферромагнетизм и ферриты. М.: Издательство академии наук СССР, 1962. - 214 с.
6. Sharaevskaya A.Yu. et al. Surface spin waves in coupled easy-axis antiferromagnetics films // JMMM. - 2019. - Vol. 475. - P. 778-781.
7. Dewar G. The applicability of ferrimagnetic hosts to nanostructured negative index of refraction (left-handed) materials // Proceedings of SPIE - 2002. - Vol. 4806. - P. 156-166.
8. Dewar G. A thin wire array and magnetic host structure with $n < 0$ // Journal of Appl. Phys. - 2005. - Vol. 97, - P. 10Q101.
9. Dewar G. Minimization of losses in a structure having a negative index of refraction // New J. Phys. - 2005. - Vol. 7.
10. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд. СГУ, 1993. - 310 с.
11. Pendry J.B. et al. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures // Phys. Rev. Lett. - 1996. - Vol. 76. - No 5. - P. 4773-4776.