

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

Кафедра электроники, колебаний и волн

**Исследование дисперсионных характеристик волн, распространяющихся в  
касательно намагниченной плазме и плазменном метаматериале**

**АВТОРЕФЕРАТ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ**

Студента 2 курса 2231 группы  
направления 03.04.03 «Радиофизика»  
Института физики  
Жабова Егора Игоревича

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 2022 год

**Введение.** В настоящее время одной из актуальных областей науки является изучение свойств различных материалов, среди которых можно выделить метаматериалы, представляющие собой комбинацию двух и более различных материалов. Свойства метаматериалов являются отличными и даже могут превосходить свойства исходных материалов. Электромагнитные свойства обычных материалов определяются их атомами, входящими в состав кристаллической решетки, а точнее тем, как электроны, находящиеся внутри атомов, взаимодействуют с электромагнитной волной (ЭМВ). В метаматериале элементами среды являются не атомы, а микрорезонаторы (метаатомы), период которых  $T$  существенно меньше длины падающей волны  $\lambda$  ( $\lambda \gg T$ ). В этом случае реакцию метаматериала на падающую ЭМВ можно охарактеризовать, приписав ему эффективную (усредненную по объему элементарной ячейки) диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_{eff}$  и эффективную магнитную проницаемость  $\mu_{eff}$  [1, 2].

Особый интерес представляют метаматериалы, у которых материальные параметры среды являются дважды отрицательными, то есть диэлектрическая и магнитная проницаемости имеют одновременно отрицательные значения в одном частотном диапазоне. Это позволяет получить в таких средах новые свойства, как, например, отрицательный показатель преломления и возможность распространения обратной волны, фазовая и групповая скорости которой противоположно направлены. Такие среды были названы «левыми», т.к. вектора напряженности электрического и магнитного полей образуют левую тройку векторов с волновым вектором ЭМВ [3, 4].

В первых экспериментальных работах для получения левой среды использовались периодические структуры, состоящие из субволновых элементов в виде металлических проволок и кольцевых разомкнутых резонаторов (КРР), период следования которых был намного меньше длины ЭМВ [4,5]. Периодическая система из тонких проводящих проволок давала возможность создать среду плазмонного типа с отрицательной эффективной

диэлектрической проницаемостью на частотах ниже плазменной частоты, в то время как периодическая система из КРР использовалась для получения отрицательных значений у эффективной магнитной проницаемости на частотах, находящихся выше собственной частоты КРР. В работе [6] рассматривалась возможность создания материала с отрицательным показателем преломления за счет включения периодической структуры из «скрученных» в цепочку металлических проволок, помещенных в газоразрядную плазму. В указанной работе изучалась возможность динамического изменения показателя преломления среды за счет изменения либо плотности частиц в плазме, либо параметров внешнего магнитного и электрического полей. Целью подобных исследований была проверка существования частотного диапазона, в котором существует резонансная частота, вблизи которой будут достигаться отрицательные значения показателя преломления среды. Полученные в [6] результаты представляют интерес для использования плазменных метаматериалов в оптике и фотонике. В работе [7] рассматривается возможность изменения свойств плазменных метаматериалов за счет изменения геометрических параметров периодической структуры из КРР путем подбора их оптимальных значений и возможности управления свойствами метаматериала за счет воздействия на него электрическими и магнитными полями. При исследовании метаматериалов интерес представляет изучение влияния потерь на показатель преломления среды. Потери обусловлены частотой столкновения электронов в плазме и конечной проводимостью металлической структуры из КРР. Проводились исследования влияния как коэффициента затухания для различной геометрии КРР, так и плотности свободных носителей заряда, на показатель преломления плазменного метаматериала [7]. В представленных работах исследовалось влияние различных параметров на показатель преломления среды, не затрагивая волны, распространяющиеся в плазменной среде с периодической металлической структурой. В настоящей работе предлагается теоретический подход к

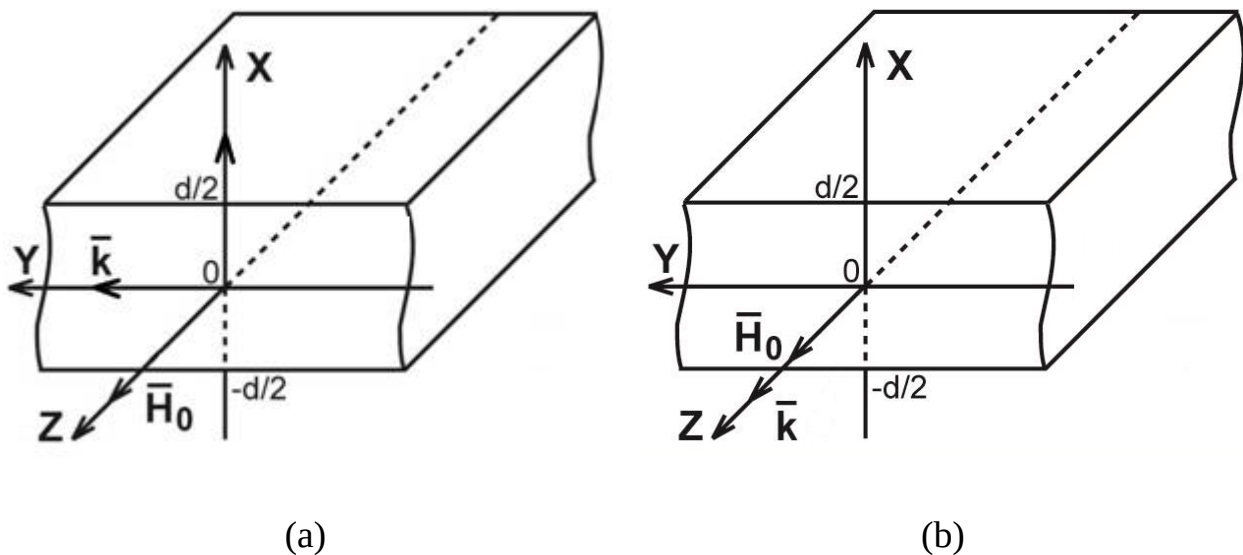
решению данной задачи, основанный на создании электродинамической модели касательно замагниченной плазменной среды. Основной акцент делается на расчете дисперсионных характеристик ЭМВ, распространяющихся в плазме и плазменном метаматериале, а также на исследовании влияния потерь, возникающих за счет столкновений заряженных частиц (электронов) в плазме, на дисперсионные характеристики ЭМВ.

Целью данной работы является построение электродинамической модели касательно замагниченной плазмы и плазменного метаматериала, и изучение спектра ЭМВ, существующих в данных средах.

Актуальность данной работы заключается в возможности создания «левой» среды на основе плазменного метаматериала для терагерцового диапазона и возможность управления характеристиками волн за счет изменения концентрации свободных зарядов в плазме (электронов) и магнитной индукции внешнего постоянного магнитного поля.

Работа состоит из введения, трех основных глав и заключения. Список литературы включает 13 наименований.

**Основное содержание работы.** Впервые спектр волн, существующих в касательно «холодной» квазинейтральной плазме был представлен в [8,9]. Было установлено, что в холодной ( $T_e = 0$  – температура электронов) квазинейтральной ( $N_e = N_i$ , где  $N_e$  – концентрация электронов, а  $N_i$  – концентрация ионов) плазме, находящейся во внешнем постоянном магнитном поле  $\vec{H}_0$ , приложенном вдоль распространения волн в плазме ( $\vec{H}_0 \parallel \vec{k}_0$  и  $\vec{E}_0 = 0$  – случай продольно намагниченной плазмы), могут распространяться пять типов волн [8,9]. В данной работе мы рассматриваем «холодную» электронную плазму, без учета взаимодействия ионов в плазме. Рассмотрим касательно намагниченный металлизированный с обеих сторон плазменный слой при двух видах намагничивания (см. Рис.1). В первом случае (случай поперечного намагничивания см. Рис.1а) направление вектора внешнего постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  совпадает с осью  $OZ$ , а волновой вектор  $\mathbf{k}$  ортогонален вектору  $\mathbf{H}_0$  ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}_0$ ). Во втором случае (случай продольного намагничивания см. Рис.1б) направление вектора внешнего постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  и волнового вектора  $\mathbf{k}$  совпадают с осью  $OZ$  ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0$ ).



**Рис.2** Схематическое изображение плазменного слоя при поперечном (а) и продольном (б) намагничивании.

Известно [8], что для касательно замагниченной плазмы, когда  $\vec{H}_0 || OZ$ , тензор высокочастотной диэлектрической проницаемости среды  $\vec{\epsilon}$  с учетом потерь, обусловленных столкновением электронов, имеет следующий вид [9,10]:

$$\vec{\epsilon} = \epsilon_f \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & -j\epsilon_{xy} & 0 \\ j\epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где диагональные и недиагональные компоненты тензора второго ранга имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon &= 1 - \omega_{pe}^2(\omega - j\nu_e)/\{\omega[(\omega - j\nu_e)^2 - \omega_{ce}^2]\}, \\ \epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = g &= \omega_{pe}^2\omega_{ce}/\{\omega[(\omega - j\nu_e)^2 - \omega_{ce}^2]\}, \\ \epsilon_{zz} = \eta &= 1 - \omega_{pe}^2/\omega(\omega - j\nu_e), \end{aligned} \quad (2)$$

$\epsilon_f = \epsilon_0\epsilon_r$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость среды,  $\epsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2)$  – электрическая постоянная,  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $\epsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость среды,  $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi N e^2 / m_e}$  – плазменная частота электронов,  $\omega_{ce} = |eB_0|/(m_e c)$  – циклотронная частота электронов,  $\omega = 2\pi f$  – круговая частота,  $f$  – линейная частота,  $N$  – концентрация электронов в плазме,  $e/m_e$  – удельный заряд электрона,  $B_0$  – постоянная магнитная индукция и  $\nu_e$  – частота столкновений электронов в плазме.

При решении электродинамической задачи в приближении однородных плоских волн для поперечно намагниченной **безграничной** плазмы ( $k_x = 0$ ) получаем два ДУ, одно из которых описывает характеристики ТЕ-волн (продольная магнитная компонента не равна нулю):

$$k_y = k_0 (\epsilon_{eff\perp}^{TE} \cdot \mu)^{1/2}, \quad (3)$$

где

$$\epsilon_{eff\perp}^{TE} = \epsilon_f \eta.$$

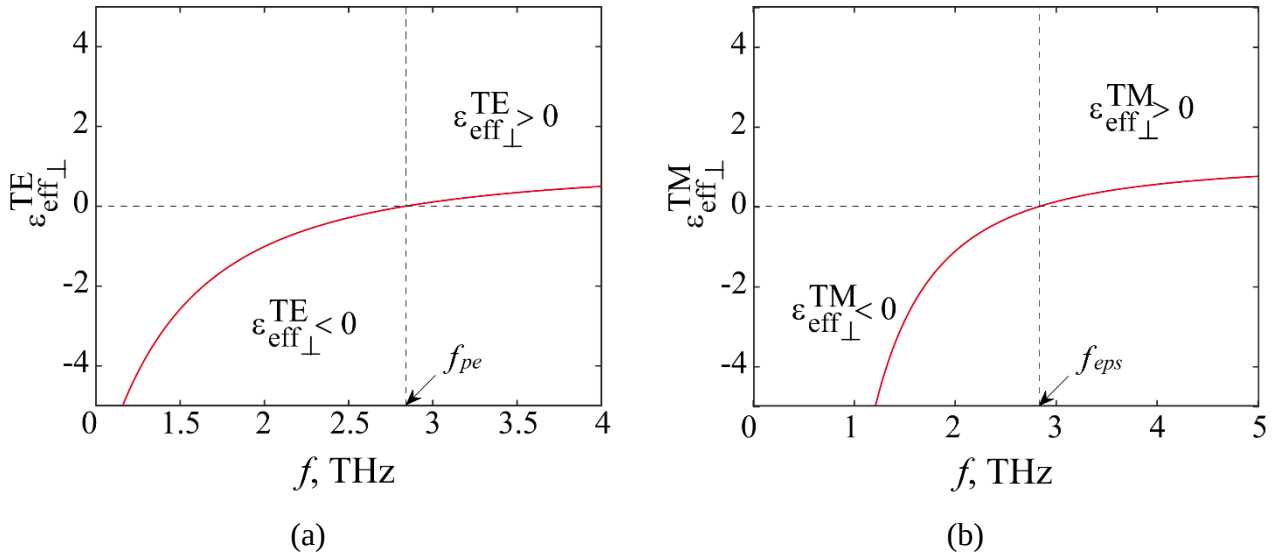
для ТМ-ЭМВ:

$$k_y = k_0 (\varepsilon_{eff\perp}^{TM} \cdot \mu)^{1/2}, \quad (4)$$

где:

$$\varepsilon_{eff\perp}^{TM} = \varepsilon_f (\varepsilon^2 - g^2) / \varepsilon.$$

На Рис.2 приведены частотные зависимости эффективных значений диэлектрических проницаемостей  $\varepsilon_{eff\perp}^{TE}$ ,  $\varepsilon_{eff\perp}^{TM}$  поперечно замагниченной плазмы. Из анализа результатов, представленных на Рис.2 следует, что эффективная диэлектрическая проницаемость является отрицательной величиной на частотах, ниже плазменной частоты электронов для ТЕ-ЭМВ, и ниже частоты  $f_{eps}$  для ТМ-ЭМВ, которые находятся в терагерцовом диапазоне.



**Рис.2** Частотные зависимости эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{eff\perp}^{TE}$  для ТЕ-ЭМВ (а) и  $\varepsilon_{eff\perp}^{TM}$  для ТМ-ЭМВ (б) для поперечно замагниченной плазмы. На (а) и (б) пунктирные линии соответствуют частотам  $f_{pe}$  и  $f_{eps}$ . Расчеты на (а) и (б) выполнены для  $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $B_0 = 10^3 \text{ Гс}$ .

Для продольно намагниченной безграничной плазмы из (12) при  $k_x = 0$  получаем два ДУ для ТЕМ-волн (две продольные компоненты поля равны нулю), первое ДУ имеет вид:

$$k_z = k_0 (\varepsilon_{eff||1} \cdot \mu)^{1/2}, \quad (5)$$

где

$$\varepsilon_{eff||1} = \varepsilon_f(\varepsilon + g).$$

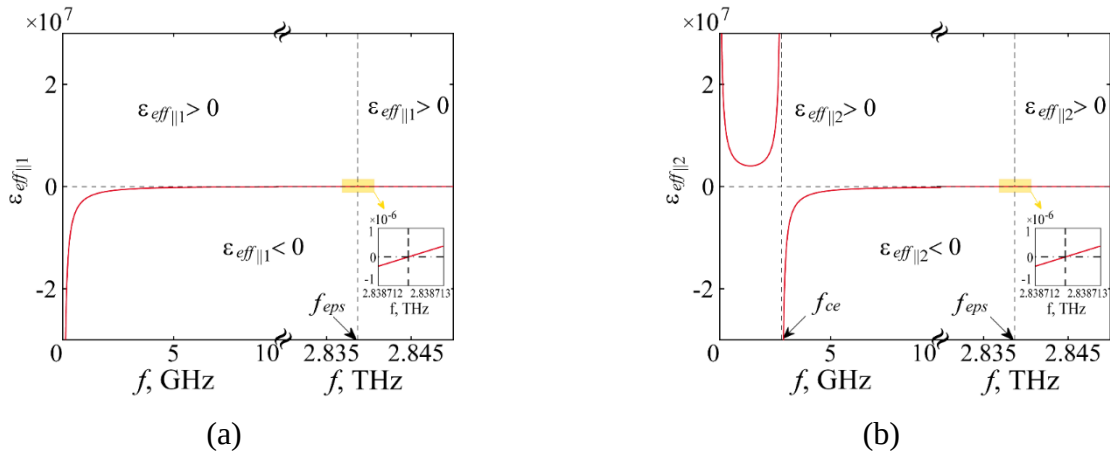
Второе ДУ имеет вид:

$$k_z = k_0(\varepsilon_{eff||2} \cdot \mu)^{1/2}, \quad (6)$$

где

$$\varepsilon_{eff||2} = \varepsilon_f(\varepsilon - g).$$

На Рис.3 приведены частотные зависимости эффективных значений диэлектрических проницаемостей  $\varepsilon_{eff||1}$ ,  $\varepsilon_{eff||2}$  продольно замагниченной плазмы. Из анализа результатов, представленных на Рис.3, следует, что эффективная диэлектрическая проницаемость является отрицательной величиной на частотах, лежащих выше циклотронной частоты электронов и ниже частоты  $f_{eps}$ .



**Рис.3** Частотные зависимости эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{eff||1}$  (a) и  $\varepsilon_{eff||2}$  (b) для продольно замагниченной плазмы. На (a) и (b) пунктирные линии соответствуют частотам  $f_{ce}$  и  $f_{eps}$ , на которых происходит смена знака у эффективной диэлектрической проницаемости среды. Расчеты выполнены для  $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $B_0 = 10^3 \text{ Гс}$ .

Таким образом, чтобы реализовать левую среду с медленными обратными волнами на основе касательно замагниченной плазмы необходимо,



чтобы магнитная проницаемость метаматериала принимала отрицательные значения в данных диапазонах частот.

Расчет ДХ для касательно намагниченной ограниченной плазмы показал, что в случае поперечного намагничивания ограниченной плазмы распространяется три высокочастотные ЭМВ, которые соответствуют быстрой обыкновенной ТЕ-ЭМВ, быстрой необыкновенной ТМ- и медленной необыкновенной ТМ-ЭМВ. В случае продольного намагничивания в плазме существуют четыре волны, которые соответствуют двух быстрым высокочастотным обыкновенной и необыкновенной ТЕМ-ЭМВ, медленной высокочастотной необыкновенной ТЕМ-ЭМВ и медленной низкочастотной (магнитозвуковой) ЭМВ. Расчет ДХ ЭМВ показал, что в касательно намагниченной плазме на полосе частот, где диэлектрическая проницаемость имеет отрицательные значения, не распространяются медленные обратные волны, так как значение магнитной проницаемости среды имеет положительные значения.

Рассмотрим плазменный метаматериал со свойствами левой среды на основе касательно намагниченной холодной электронной плазмы, содержащей периодическую структуру из КРР. В данной структуре электронная плазма дает возможность получения отрицательных значений диэлектрической проницаемости, а КРР отвечают за создание частотной области с отрицательным значением магнитной проницаемости среды. Использование такой периодической структуры позволяет ввести в рассмотрение некую эффективную магнитную проницаемость среды, которая определяется на основе следующего хорошо известного выражения [5]:

$$\mu_{eff} = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_{0m}^2}, \quad (7)$$

где  $F = \pi(a/p)^2$ ,  $a$  – внутренний радиус меньшего кольца,  $p$  – период системы КРР,  $\omega_{0m} = c \sqrt{\frac{3p}{\pi \ln(2wa^3/\delta)}}$  – резонансная частота кольцевого резонатора,  $w$  – ширина проводника,  $\delta$  – радиальное расстояние между кольцами.

При решении электродинамической задачи в приближении однородных плоских волн для поперечно намагниченного **безграничного** плазменного метаматериала ( $k_x = 0$ ) мы получили два ДУ, одно из которых описывает характеристики ТЕ-волн (продольная магнитная компонента не равна нулю), а другое – ТМ-волн (продольная электрическая компонента не равна нулю).

Первое ДУ с учетом (7) имеет вид:

$$k_y = k_0 (\varepsilon_{eff\perp}^{TE} \mu_{eff})^{1/2}, \quad (8)$$

где

$$\varepsilon_{eff\perp}^{TE} = \varepsilon_f \eta.$$

Условие, при котором  $\varepsilon_{eff\perp}^{TE} < 0$  ( $v_e = 0$ ), запишется как:

$$\omega < \omega_{pe}.$$

Условие, при котором  $\mu_{eff} < 0$ , запишется в следующем виде:

$$\omega_{0m} < \omega < \omega_{mu},$$

где  $\omega_{mu} = \omega_{0m} / \sqrt{1 - F}$ .

Для существования обратной ТЕ-ЭМВ во всей полосе частот, где  $\mu_{eff} < 0$  необходимо, чтобы в данной полосе частот  $\varepsilon_{eff\perp}^{TE} < 0$ . Такая ситуация возможна при выполнении следующих условий:

$$\omega_{0m} < \omega < \omega_{mu} < \omega_{pe}.$$

ДУ для ТМ-ЭМВ имеет следующий вид:

$$k_y = k_0 (\varepsilon_{eff\perp}^{TM} \mu_{eff})^{1/2}, \quad (9)$$

где

$$\varepsilon_{eff\perp}^{TM} = \varepsilon_f (\varepsilon^2 - g^2) / \varepsilon.$$

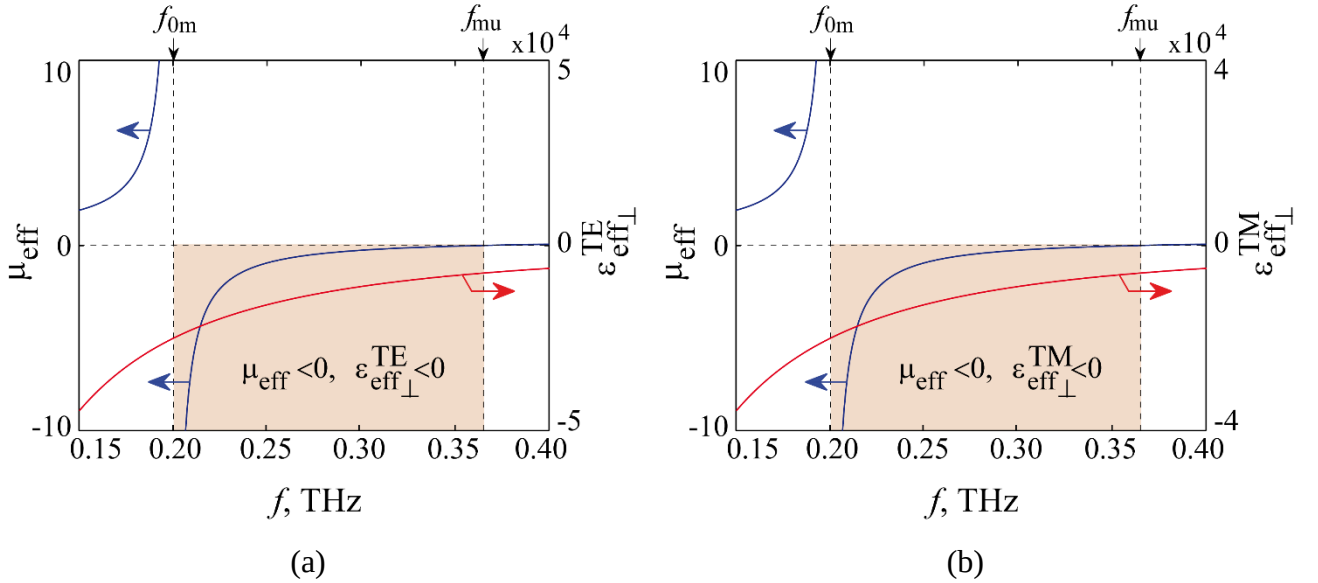
Условие, при котором  $\varepsilon_{eff\perp}^{TM} < 0$  ( $v_e = 0$ ), запишется как:

$$\omega < \omega_{eps}.$$

Таким образом, реализовать из электронной плазмы «левую» среду, в которой будут распространяться медленные ТМ-ЭМВ с отрицательной аномальной дисперсией возможно при выполнении следующих условий:

$$\omega_{0m} < \omega < \omega_{mu} < \omega_{eps}.$$

Из анализа результатов, представленных на Рис.4, следует, что эффективная магнитная проницаемость меньше нуля в интервале частот  $f_{0m} < f < f_{mu}$ , где существуют медленные ЭМВ. Эффективная диэлектрическая проницаемость является отрицательной величиной на данных частотах как для ТЕ-, так и для ТМ-ЭМВ. Таким образом, в поперечно замагниченном плазменном метаматериале существует частотная область  $f_{0m} < f < f_{mu}$ , в которой данный метаматериал является дважды отрицательной средой. Можно предположить, что в данной области частот будет существовать две медленные обратные объемные ТЕ- и ТМ-ЭМВ с отрицательной аномальной дисперсией.



**Рис.4** Частотные зависимости эффективных магнитной и диэлектрической проницаемостей  $\mu_{eff}$ ,  $\varepsilon_{eff\perp}^{TE}$  для ТЕ-ЭМВ (a) и  $\mu_{eff}$ ,  $\varepsilon_{eff\perp}^{TM}$  для ТМ-ЭМВ (b) поперечно замагниченного плазменного метаматериала. На (a) и (b) пунктирные линии соответствуют частотам  $f_{0m}$  и  $f_{mu} = f_{0m}/\sqrt{1-F}$ , на которых происходит смена знака у  $\mu_{eff}$ . Расчеты выполнены для  $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $F = 0.7$  и  $B_0 = 10^3 \text{ Гс}$ .

При решении электродинамической задачи в приближении однородных плоских волн для продольно намагниченного безграничного плазменного метаматериала получаем два ДУ для ТЕМ-волн (две продольные компоненты поля равны нулю). Одно из двух ДУ переписывается к следующему виду:

$$k_z = k_0(\varepsilon_{eff||1}\mu_{eff})^{1/2}, \quad (10)$$

где

$$\varepsilon_{eff||1} = \varepsilon_f(\varepsilon + g).$$

Условие, при котором  $\varepsilon_{eff||1} < 0$  ( $\nu_e = 0$ ), запишется как:

$$\omega_{ce} < \omega < \omega_{eps}.$$

Второе ДУ можно записать в следующем виде:

$$k_z = k_0(\varepsilon_{eff||2}\mu_{eff})^{1/2}, \quad (11)$$

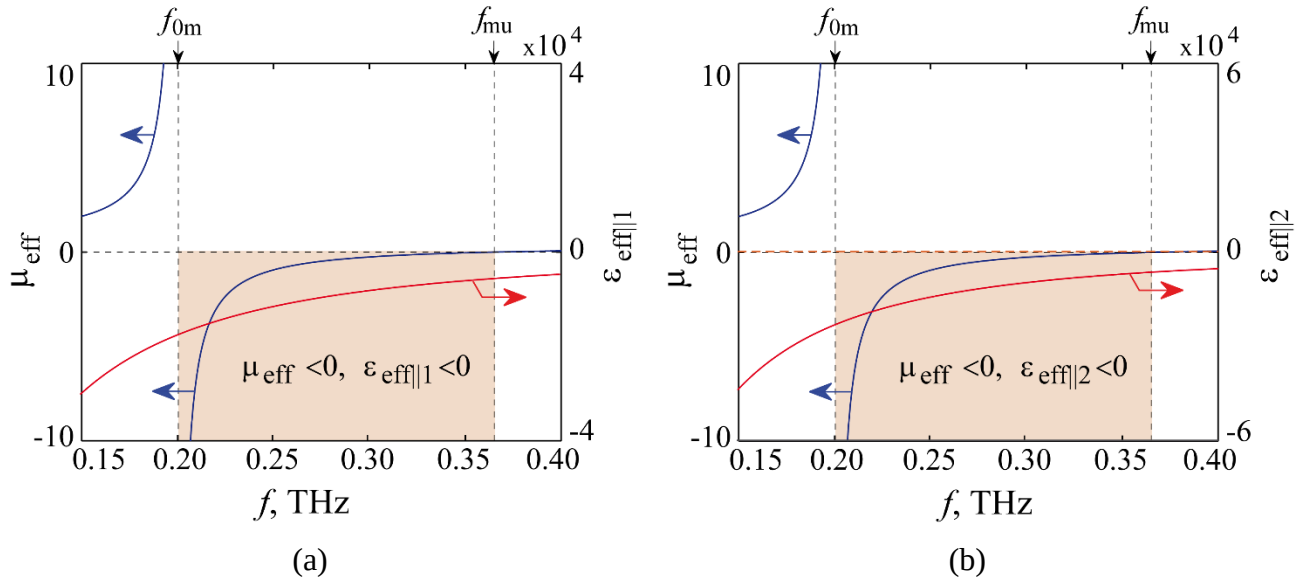
где

$$\varepsilon_{eff||2} = \varepsilon_f(\varepsilon - g).$$

Условие, при котором  $\varepsilon_{eff||2} < 0$  ( $\nu_e = 0$ ), запишется как:

$$\omega_{ce} < \omega < \omega_{eps}.$$

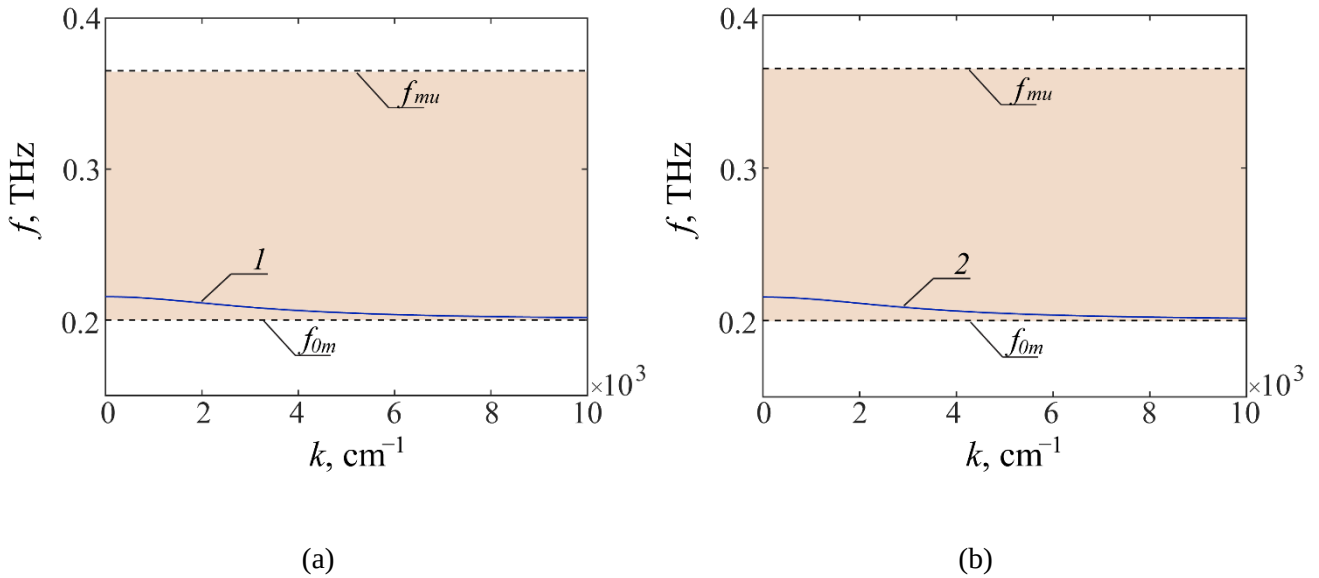
Из анализа результатов, представленных на Рис.5, следует, что эффективная магнитная проницаемость меньше нуля в интервале частот  $f_{0m} < f < f_{mu}$ , где существуют медленные ЭМВ. Эффективная диэлектрическая проницаемость также является отрицательной величиной на данных частотах. Таким образом, в продольно замагниченном плазменном метаматериале существует частотная область  $f_{0m} < f < f_{mu}$ , в которой данный метаматериал является дважды отрицательной средой. Можно предположить, что в данной области частот будут существовать две медленные обратные объемные ЭМВ с отрицательной аномальной дисперсией.



**Рис.5** Частотные зависимости эффективных магнитной и диэлектрической проницаемостей  $\mu_{eff}$ ,  $\varepsilon_{eff||1}$  для первого ДУ (а) и  $\mu_{eff}$ ,  $\varepsilon_{eff||2}$  для второго ДУ (б) продольно намагниченного плазменного метаматериала. На (а) и (б) пунктирные линии соответствуют частотам  $f_{0m}$  и  $f_{mu} = f_{0m}/\sqrt{1-F}$ , на которых происходит смена знака у  $\mu_{eff}$ . Расчеты выполнены для  $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $F = 0.7$  и  $B_0 = 10^3 \text{ Гс}$ .

На основе полученных ДУ проведем расчет ДХ ЭМВ, распространяющихся в металлизированном с обеих сторон ограниченном плазменном метаматериале, с учетом эффективных материальных параметров среды. При анализе результатов особый интерес представляют медленные обратные волны, которые не существовали в случае намагниченной ограниченной плазмы. В ограниченном плазменном метаматериале для случая поперечного намагничивания существуют пять волн, из которых 2 быстрые ТЕ- и ТМ-ЭМВ и медленная ТМ-ЭМВ, которые встречались в ограниченной плазме, а так же 2 медленные волны с обратной дисперсией.

На Рис.6 приведены ДХ медленных обратных ЭМВ, рассчитанные для поперечно намагниченного металлизированного слоя плазменного метаматериала при значении толщины слоя  $d = 10 \text{ мкм}$ . В случае плазменного метаматериала, здесь существует область частот  $f_{0m} < f < f_{mu}$  (показана

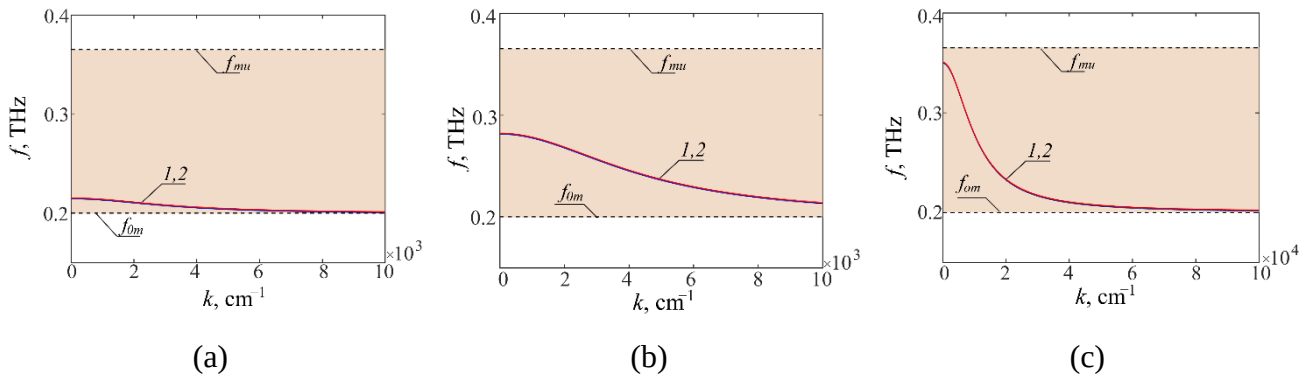


**Рис.6** (а) ДХ медленной обратной ТМ-ЭМВ (кривая 1). (б) ДХ медленной обратной ТМ-ЭМВ (кривая 2). Цветной заливкой показаны области частот с отрицательными значениями эффективных материальных параметров метаматериала. Расчеты выполнены для  $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $f_{0m} = 0.2 \text{ ТГц}$ ,  $F = 0.7$ ,  $B_0 = 10^3 \text{ Гс}$  и  $\varepsilon_r = 6.9$ .

цветной заливкой на Рис.6а, б), в которой эффективные материальные параметры среды являются дважды отрицательными.

В этих областях существуют две медленные обратные объемные ЭМВ, которые появляются за счет введения в плазму периодической структуры из КРР. Частота отсечки обратных ЭМВ определяется частотой  $f_{mu}$ , а предельная частота равна резонансной частоте кольцевых резонаторов  $f_{0m}$ .

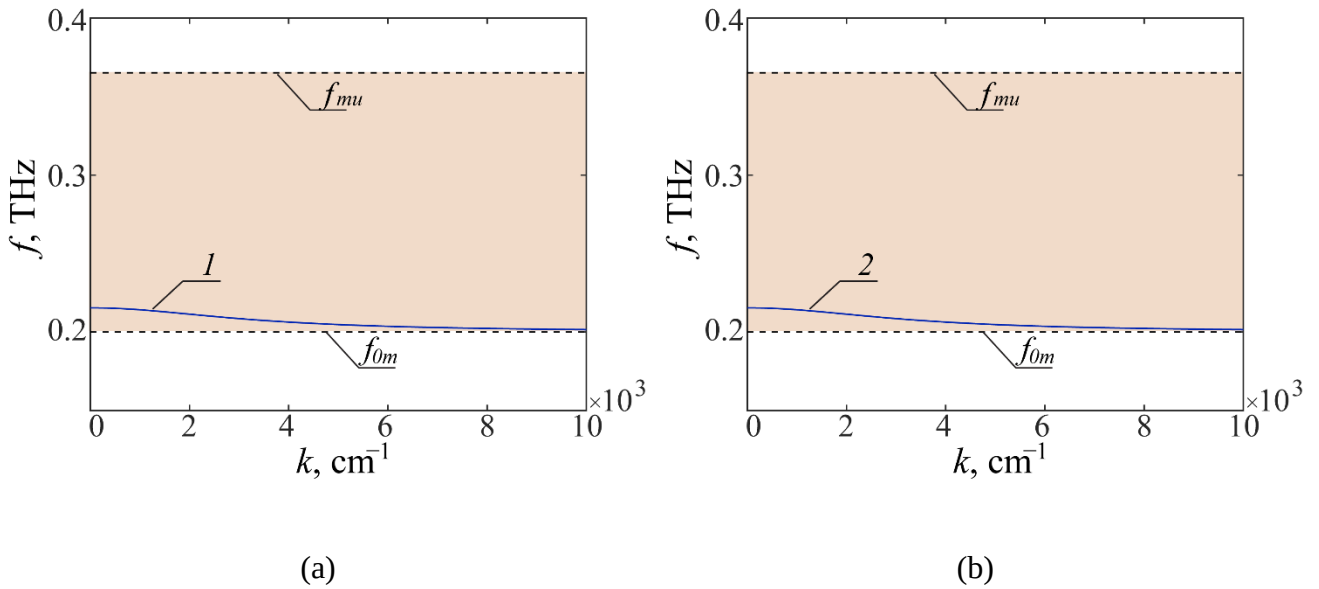
На Рис.7 приведены ДХ ЭМВ, рассчитанные для различных значений концентрации свободных носителей заряда в плазме (электронов). Видно, что с увеличением концентрации электронов в плазме от  $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  до  $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (увеличивается плазменная частота электронов) возрастают частоты отсечек медленных обратных ЭМВ. Кроме того, с увеличением концентрации электронов в плазме полосы частот существования медленных обратных объемных ЭМВ (кривые 1, 2) расширяются в шесть раз, а замедление (на фиксированной частоте) возрастает практически на порядок величины.



**Рис.7** ДХ двух медленных обратных ЭМВ (кривые 1, 2), рассчитанные для поперечно замагниченного слоя плазменного метаматериала при нескольких значениях концентрации электронов  $N$ :  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ (a),  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ (b) и  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ (c). Цветной заливкой показаны области частот с отрицательными значениями эффективных материальных параметров метаматериала. Расчеты выполнены для  $d = 10 \text{ мкм}$ ,  $B_0 = 10^3 \text{ Гс}$ ,  $f_{0m} = 0.2 \text{ ТГц}$ ,  $F = 0.7$  и  $\epsilon_r = 6.9$ .

Расчет ДХ ЭМВ в случае поперечного замагничивания ограниченного плазменного метаматериала при различных значениях магнитной индукции внешнего постоянного магнитного поля показал, что изменение значений магнитной индукции не оказывает влияния на ДХ медленных обратных ЭМВ.

Теперь рассмотрим продольно намагниченный металлизированный с обеих сторон слой плазменного метаматериала. На Рис.8 приведены ДХ медленных обратных ЭМВ, рассчитанные для значения толщины слоя  $d = 10 \text{ мкм}$ . В случае плазменного метаматериала, здесь существует область частот  $f_{0m} < f < f_{\mu}$  (показана цветной заливкой на Рис.8а, б), в которой эффективные материальные параметры среды являются дважды отрицательными. В этих областях существуют две медленные обратные объемные ТЕМ-ЭМВ, которые появляются за счет введения в плазму периодической структуры из КРР. Частота отсечки обратных ТЕМ-ЭМВ определяется частотой  $f_{\mu}$ , а предельная частота равна резонансной частоте кольцевых резонаторов  $f_{0m}$ .

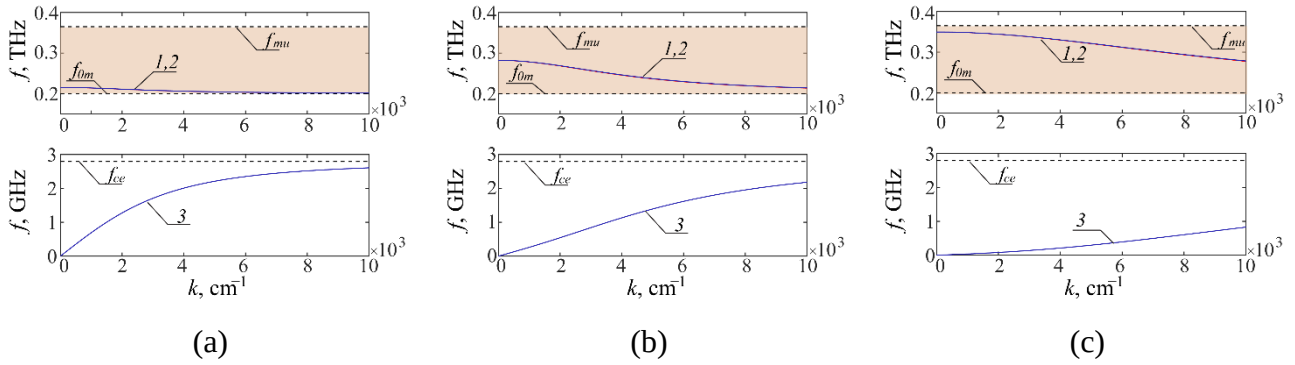


**Рис.8** (а), (b) ДХ двух медленных обратных ЭМВ (кривая 1,2) для случая продольно замагниченного плазменного метаматериала. Цветной заливкой показаны области частот с отрицательными значениями эффективных материальных параметров метаматериала. Расчеты выполнены для  $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $f_{0m} = 0.2 \text{ ТГц}$ ,  $F = 0.7$ ,  $B_0 = 10^3 \text{ Гс}$  и  $\varepsilon_r = 6.9$ .

На Рис.9 приведены ДХ ЭМВ, рассчитанные для различных значений концентрации свободных носителей заряда в плазме (электронов). Видно, что с увеличением концентрации электронов в плазме от  $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  до  $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  частота отсечки медленных обратных волн (кривые 1,2) приближается к верхней границе диапазона распространения обратных волн, и следовательно, расширяется частотный диапазон их существования. При этом увеличивается значение коэффициента замедления медленных обратных ЭМВ. Увеличение концентрации электронов приводит к увеличению замедления у медленной низкочастотной волны (кривая б) при малых значениях волнового числа.

На Рис.10 приведены ДХ ЭМВ, рассчитанные при изменении величины индукции внешнего постоянного магнитного поля  $B_0$  от  $10^3 \text{ Гс}$  до  $10^5 \text{ Гс}$ . Значение концентрации электронов в плазме при проведении данных расчетов было выбрано равным  $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , так как при данном значении ширина полосы частот распространения обратных ЭМВ имела наибольшее значение. В результате увеличения индукции внешнего постоянного магнитного поля наблюдается смещение предельной частоты к частоте отсечки одной из двух медленных обратных объемных ЭМВ (кривая 1), что приводит к сужению



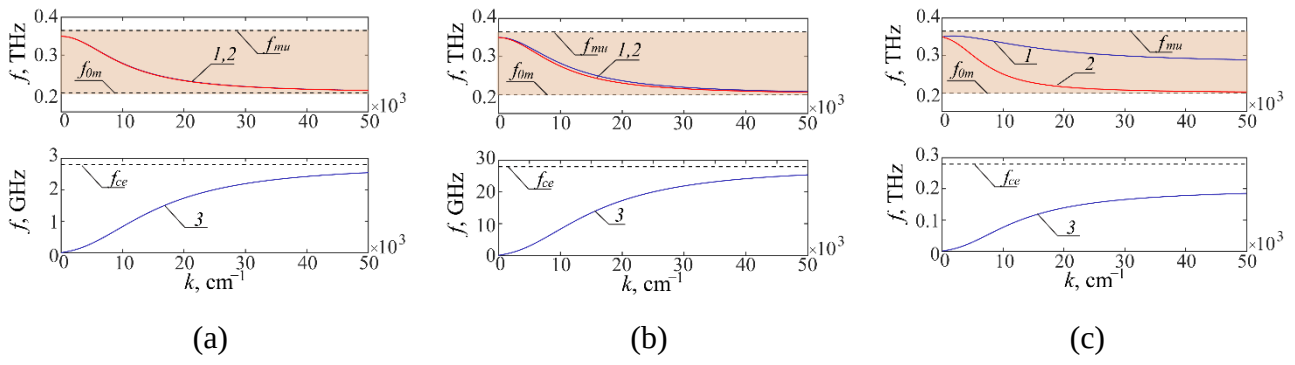


**Рис.9** ДХ двух медленных обратных ЭМВ (кривые 1, 2) и медленной низкочастотной ЭМВ (кривая 3) рассчитанные для продольно замагниченного слоя плазменного метаматериала при нескольких значениях концентрации электронов  $N$ :  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ (а),  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ (б) и  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ (с).

Цветной заливкой показаны области частот с отрицательными значениями эффективных материальных параметров метаматериала. Расчеты выполнены для  $d = 10 \text{ мкм}$ ,  $B_0 = 10^3 \text{ Гс}$ ,

$$f_{0m} = 0.2 \text{ ТГц}, F = 0.7 \text{ и } \varepsilon_r = 6.9.$$

полосы частот существования данной ЭМВ. Кроме того, ДХ данной ЭМВ содержит участки как с отрицательной аномальной, так и с положительной нормальной дисперсией. Смена дисперсии наблюдается в относительно узкой области частот и в диапазоне малых значений волнового числа  $k$ . Напротив, вторая медленная обратная объемная ЭМВ (кривая 2) обладает только отрицательной аномальной дисперсией во всей полосе частот распространения (см. Рис.10с). Для медленной низкочастотной (магнитозвуковой) ЭМВ (кривая 3) увеличение индукции внешнего постоянного магнитного поля приводит к смещению предельной частоты в терагерцовый диапазон частот, а, следовательно, к расширению полосы частот распространения данной ЭМВ.



**Рис.10** ДХ двух медленных обратных ЭМВ (кривые 1, 2) и медленной низкочастотной ЭМВ (кривая 3) рассчитанные для продольно замагниченного слоя плазменного метаматериала при нескольких значениях индукции магнитного поля  $B_0$ :  $10^3$  Гс (a),  $10^4$  Гс (b) и  $10^5$  Гс (c). Цветной заливкой показаны области частот с отрицательными значениями эффективных материальных параметров метаматериала. Расчеты выполнены для  $d = 10$  мкм,  $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $f_{0m} = 0.2$  ТГц,  $F = 0.7$  и  $\varepsilon_r = 6.9$ .

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

1. На основе решения полной системы уравнений Максвелла, дополненных материальными соотношениями и граничными условиями в виде идеально проводящих металлических экранов получены дисперсионные уравнения для металлизированного с обеих сторон слоя касательно намагниченной плазмы.
2. На основе построенной в Главе 1 электродинамической модели касательно намагниченной плазменной среды рассмотрена модель касательно намагниченного плазменного метаматериала, согласно которой плазменная среда содержит периодическую структуру из КРР. Установлено, что наличие у электронной плазмы и периодической системы КРР частотных областей, в которых эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости являются отрицательными величинами, дает возможность создать на основе электронной плазмы с периодической системой КРР «левую» среду, допускающую распространение в ней медленных ЭМВ с отрицательной аномальной дисперсией. Причем в отличие от традиционных «левых» сред в «левой» среде, выполненной на основе касательно замагниченного плазменного метаматериала, существуют две обратные ЭМВ.
3. Исследовано влияние нескольких параметров плазменного метаматериала (толщины слоя, концентрации электронов и индукции внешнего постоянного магнитного поля) на ДХ ЭМВ, распространяющихся в касательно намагниченном плазменном метаматериале. Установлено, что дисперсией медленных обратных ЭМВ можно управлять путем изменения данных параметров. Так, с увеличением толщины слоя и концентрации электронов в плазме полосы частот существования обратных объемных ЭМВ расширяются. Для продольно намагниченного слоя плазменного метаматериала увеличение индукции внешнего

постоянного магнитного поля приводит к уменьшению полосы частот существования одной из двух обратных объемных ЭМВ и не оказывает влияния на вторую обратную ЭМВ. Для поперечно намагниченного плазменного метаматериала невозможно реализовать управление ДХ обратных ЭМВ путем изменения внешнего постоянного магнитного поля.

## Список литературы

1. Гуляев Ю. В., Лагарьков А. Н., Никитов С. А. Метаматериалы. Фундаментальные исследования и перспективы применения // Вестник РАН. 2008. Т. 78, № 5. С. 438-449.
2. Metamaterials Handbook. Phenomena and Theory of Metamaterials. Vol. I. / Ed. by F. Capolino. CRC Press, Taylor & Francis Group. 2009. - 926 p.
3. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями  $\epsilon$  и  $\mu$  // УФН. 1967. Т. 92. № 7. С. 517–526.
4. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C., and Schultz S. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity // Phys. Rev. Lett. - 2000. - V. 84, - No 18. - P. 4184–4187.
5. Pendry J.B., Holden A.J., Stewart W.J., Youngs I. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures // Phys. Rev. Lett. - 1996. - Vol. 76. - No 5. - P. 4773-4776.
6. Osamu Sakai, Takuya Shimomura and Kunihide Tachibana. Negative refractive index designed in a periodic composite of lossy microplasmas and microresonators. Physics of Plasmas 17, 123504 (2010).
7. B. Guo Negative refraction in the terahertz region by using plasma metamaterials, Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 26:17-18. - P. 2445-2451. - 2012.
8. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. Москва: Наука, - 1967. - 684 с. 10.
9. Ахиезер. А.И. Электродинамика плазмы // 2-е изд.- М.: Наука, - 1974. - 720 с.
10. Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела // Пер. с англ. М.: Атомиздат. - 1973. - 249 с.