



МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В. ЛОМОНОСОВА



ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

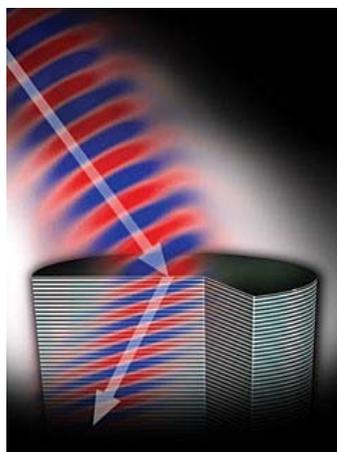
Специальный физический практикум

ВОЛНЫ

В МАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ

С СИЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ МЕЖДУ ЭЛЕМЕНТАМИ.

СУПЕР-ЛИНЗА.



**Радковская А.А., Прудников В.Н.,
Захаров П.Н., Бабушкин А.К.,
Королев А.Ф., Сухоруков А.П.**

**Москва
2009**

Метаматериалы – системы микрорезонаторов, обладающие уникальными электромагнитными свойствами, управлять которыми можно, варьируя параметры системы. Исследования метаматериалов представляют как фундаментальный интерес, так и открывают широкие прикладные возможности по созданию приборов для управления ближним электромагнитным полем, включая новые типы электромагнитных сенсоров, линзы с субволновым разрешением, малогабаритные антенны, объекты, “невидимые” в определенном диапазоне частот и др.

Основная цель практикума: изучение микроскопических свойств метаматериалов с учетом взаимодействия между микрорезонаторами – “элементарными ячейками” среды метаматериала и исследование медленных магнитоиндуктивных волн, определяющих электромагнитный отклик в магнитных метаматериалах, в широком частотном диапазоне от 20 МГц до 3 ГГц.

Работа выполняется на измерительной установке, построенной на базе векторного анализатора цепей *Rohde&Schwarz ZVB20*, позволяющей в автоматическом режиме проводить одномерное сканирование поверхности с микронным разрешением.



Метаматериалы. Отрицательный коэффициент преломления

Термин “метаматериалы” появился сравнительно недавно (в 2000 г.) и происходит от греческого слова (μετα), что означает «вне, выше, за пределами». Метаматериалы – это структуры с необычными макроскопическими электромагнитными свойствами, недостижимыми при использовании обычных материалов.

В обычных кристаллах атомы упорядочены в решетке с характерным размером около $d \approx 0.5$ нм. Этот размер на порядки меньше длины волны видимого света (400-700 нм). Например, длина волны зеленого света около 0.5 мкм. Таким образом, свет взаимодействует с «эффективной» однородной средой. В веществе скорость света v отлична от скорости света c в вакууме в n раз, где $n = c/v = \sqrt{\epsilon\mu}$ – показатель преломления. Физической причиной уменьшения скорости света является наличие в веществе микроскопических *электрических* диполей, которые возбуждаются *электрической* компонентой падающего света и переизлучают с определенным запаздыванием. (Напротив, *магнитные* диполи практически не играют роли на оптических частотах.) В обыкновенных материалах мы не можем управлять свойствами отдельных атомов и расстоянием между ними. Новые возможности появляются в метаматериалах, где элементами структуры являются микрорезонаторы, сами состоящие из большого числа атомов. В этом случае мы можем сами выбирать размеры элементов и расстояние между ними, лишь бы выполнялось требование $d < \lambda$ (Рис. 1), и падающий свет реагировал на эффективную среду метаматериала.

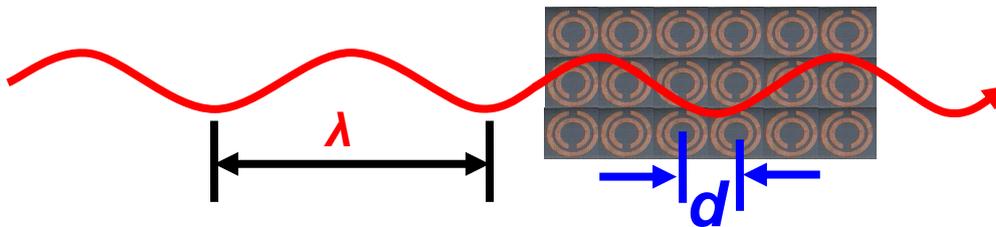


Рис.1. Метаматериалы – “эффективная” среда для падающего света. λ – длина падающей электромагнитной волны, d – характерный размер элементов метаматериала, $\lambda \gg d$

Отметим, что метаматериалы принципиально отличаются от фотонных кристаллов – другого класса периодических структур. Здесь составляющие материалы в основном диэлектрики и характерные длины порядка длины волны. Следовательно, в фотонных кристаллах брэгговская дифракция играет наиболее важную роль, а магнитные диполи не существенны. И, наоборот, в метаматериалах, брэгговская дифракция несущественна, длина падающего света больше характерных размеров структуры. Таким образом, любая структура, чьи свойства определяются брэгговской дифракцией, не может считаться метаматериалом.

При взаимодействии ЭМ волн с различными средами возможно несколько качественно отличающихся ситуаций, в зависимости от характеристик среды. Если только одна материальная константа ϵ или μ меньше нуля, то в материале существуют только затухающие (эванесцентные) волны, коэффициент преломления n и волновой вектор k – комплексные величины. Иная картина наблюдается в метаматериале, когда одновременно и ϵ и μ меньше нуля. В этом случае коэффициент преломления оказывается действительным, но *отрицательным* $n < 0$, и ЭМ волна будет распространяться внутри материала с отрицательным коэффициентом преломления. Впервые такая возможность была теоретически рассмотрена В.Г.Веселаго в 1968 г. [1].

Рис. 2 иллюстрирует перечисленные и другие возможные ситуации при описании методами геометрической оптики. На плоскости (ϵ, μ) в первом квадранте $\epsilon > 0$ и $\mu > 0$, следовательно, волновой вектор k и коэффициент преломления n есть действительные положительные числа, таким образом, преломление подчиняется привычным законам геометрической оптики. Во втором и четвертом квадрантах, где ϵ и μ имеют противоположные знаки, в среде не может распространяться электромагнитная волна, k и n – чисто мнимые величины. В четвертом квадранте снова появляется преломленный луч, но и падающий и преломленный лучи лежат *по одну сторону от нормали*.

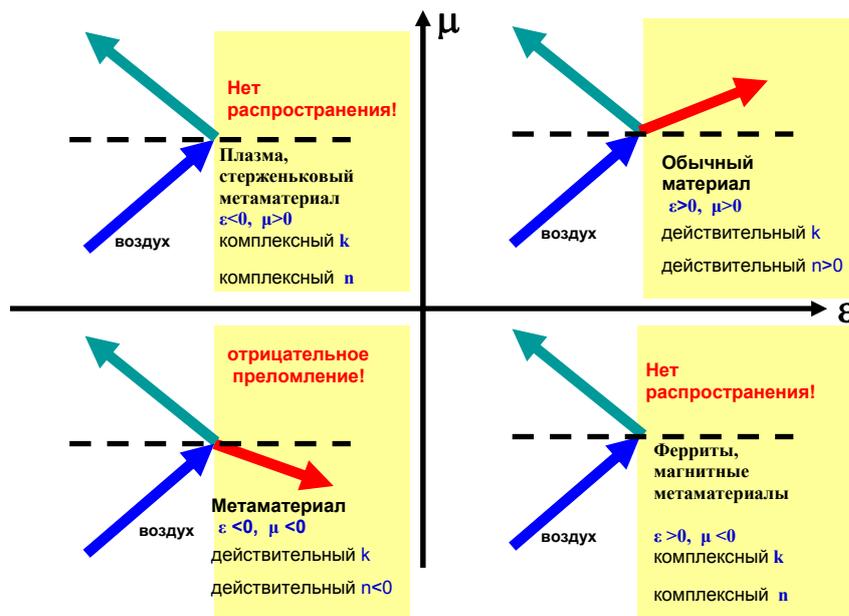


Рис.2. Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом в зависимости от знака материальных характеристик среды (диэлектрическая проницаемость ϵ отложена по оси абсцисс, магнитная восприимчивость μ – по оси ординат)

Такие материалы называют дважды отрицательными средами, средами Веселаго, средами с отрицательным коэффициентом преломления, средами с отрицательными индексами, левосторонними (left-handed) или средами обратной волны. Подчеркнем, что все эти названия отражают одни и те же физические свойства метаматериалов. На происхождении двух последних определений остановимся подробнее.

Наименование “левосторонние” среды обусловлено следующим фактом: если в обычном материале вектора \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{k} образуют правую тройку, то в метаматериале \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{k} образуют левую тройку векторов. Это объясняет и другое название метаматериалов – среды с обратной волной. В случае прямой волны вектор Пойнтинга (вектор плотности потока энергии электромагнитной волны) $\mathbf{S} = [\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$ и волновой вектор \mathbf{k} сонаправлены, а значит сонаправлены фазовая ($v_\phi = \omega/k$) и групповая скорости ($v_{gp} = d\omega/dk$). В метаматериале с отрицательными ϵ и μ вектор Пойнтинга \mathbf{S} антипараллелен волновому вектору \mathbf{k} , а значит, фазовая и групповая скорости направлены противоположно.

Отрицательное преломление* может быть получено из уравнений Максвелла и соответствующих граничных условий. На Рис. 3 показано преломление на границе воздуха и среды с $n = -1$. Видно, что в среде векторы \mathbf{S} и \mathbf{k} антипараллельны. Это является прямым следствием уравнений Максвелла и граничных условий для волнового вектора и вектора Пойнтинга.

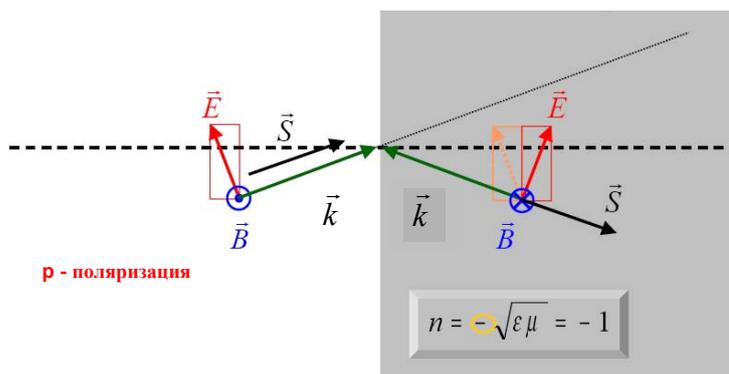


Рис.3. Преломление света на границе воздуха и среды с показателем преломления $n = -1$. В воздухе волновой вектор \mathbf{k} сонаправлен с вектором Пойнтинга, в среде с $n < 0$ волновой вектор направлен в противоположную сторону.

*

* Одно из первых упоминаний возможности отрицательного преломления датируется 1904 годом. В книге Шустера “Введение в Оптику” [2] рассматривается гипотетический, курьезный на взгляд автора случай обратной волны. В 1967 г. Веселаго сформулировал вопрос: «А что если бы существовал материал с отрицательными ϵ и μ при оптических частотах?». Он же ввел понятие «левосторонние» среды. Однако его работа была практически не замечена и рассматривалась как теоретический курьез, поскольку в то время даже не существовало материалов с $\mu < 0$ (при оптических частотах), да и мало кто знал о работе Томпсона о ферритах с $\mu < 0$ в радиодиапазоне. В 1999 г. Джон Пендри [3] предложил материал, состоящий из комбинации искусственных магнитных и электрических «атомов». Электрические атомы в конструкции Пендри – металлические стержни, формирующие материал, макроскопически характеризуемый отрицательной электрической проницаемостью ϵ . Магнитные «атомы» - это металлические расщепленные кольца (SRR – split-ring resonators), которые могут быть рассмотрены как миниатюрные LC-контуры. Они формируют макроскопическую среду с отрицательной магнитной проницаемостью μ . Однако идея отрицательного коэффициента преломления сначала была воспринята скептически. Более того, были высказаны сомнения, возможно ли вообще реализовать подобные структуры на оптических частотах. И только в 2001 г. появилось первое экспериментальное подтверждение отрицательного коэффициента преломления при 10 ГГц (длина волны 3 см) [4].

Рассмотрим получение материалов с отрицательными ϵ и μ . В обычном металле поведение электронного газа хорошо описывается моделью Друде, и ниже плазменной частоты диэлектрическая проницаемость ϵ отрицательна (Рис.4). Значение плазменной частоты определяется концентрацией электронов.

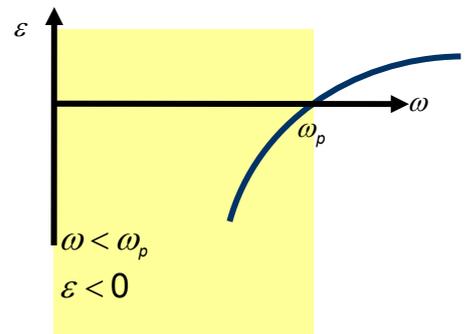
Модель Друде для металла

„объемный металл“

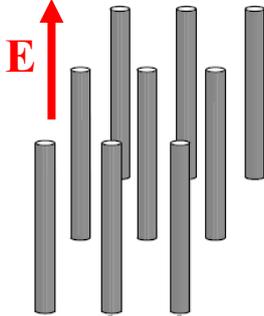
$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

Плазменная частота

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}$$



„среда из проводов“



Друде-подобный отклик

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

Плазменная частота

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c^2}{\epsilon_0 a^2 \left(\ln\left(\frac{2a}{r}\right) - \frac{3}{4} \right)}$$

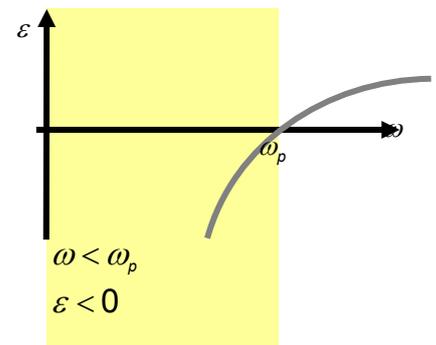


Рис.4. Диэлектрическая проницаемость и плазменная частота в модели Друде для объемного металла (сверху) и среда из металлических стержней, обладающая «друде-подобным» откликом (внизу), a – расстояние между стержнями, r – диаметр. Справа приведены типичные зависимости диэлектрической проницаемости среды от частоты.

Можно показать, что в среде, состоящей из металлических стерженьков («электрических атомов»), зависимость диэлектрической проницаемости от частоты описывается «друде-подобной» моделью. В такой среде, как и в металле, диэлектрическая проницаемость ϵ (точнее, компонента ϵ в направлении оси стерженьков) также будет отрицательна в определенном частотном диапазоне ($\omega < \omega_p$). Однако теперь «плазменная» частота зависит от геометрических параметров и, соответственно, уже можно управлять данной частотой, меняя соотношение длины к радиусу проводов.

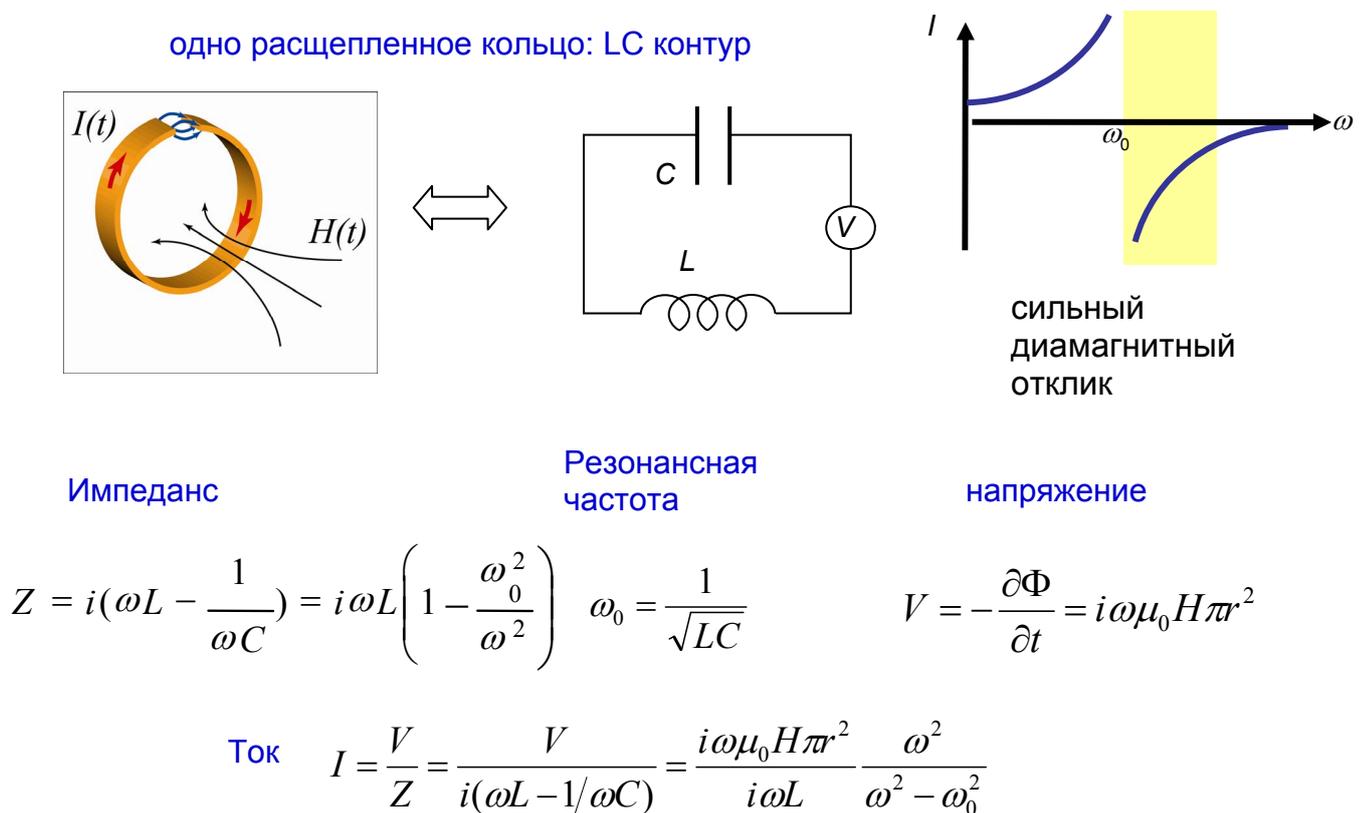


Рис.5. Магнитные свойства металлического расщепленного кольца. r – радиус кольца, L – индуктивность, C – емкость кольца

Металлические расщепленные кольца (SRR – split-ring resonators) могут быть рассмотрены как колебательные LC-контур (Рис. 5). Резонансная частота контура зависит от параметров кольца (в основном от геометрических размеров). Ток в контуре создает дипольный магнитный момент, перпендикулярный плоскости кольца. Наведенный в кольце магнитный момент препятствует внешнему магнитному полю, и, следовательно, приводит к отрицательной магнитной проницаемости μ . В среде, созданной из расщепленных колец, в определенной области частот для нормально ориентированного магнитного поля будет существовать отрицательная магнитная проницаемость $\mu < 0$. При этом, частотный диапазон можно задавать, меняя форму и геометрические размеры элементов.

Метаматериалы были созданы при совмещении электрических и магнитных «элементарных ячеек», и в 2000 году отрицательный коэффициент преломления был впервые экспериментально подтвержден Смитом [5]. Впоследствии были предложены различные геометрии, как самой структуры, так и составляющих среду элементов. Изначально элементы имели достаточно простую форму. В попытках получить наибольшую эффективность были исследованы все более сложные геометрии (спирали, концентрические кольца с многократными щелями и перемычками, лабиринты и многие другие), для создания двух и трехмерных

изотропных атомов. Для увеличения резонансной частоты и упрощения технологии изготовления было предложено перейти от колец к паре проводов [6]. Одним из основных направлений исследований является уменьшение размеров элементов. На Рис. 6 показаны достижения технологии за 2000 – 2007 гг. Первые метаматериалы в оптическом диапазоне частот появились в 2005 году, в 2006 году был получен $n < 0$ для 0.78 мкм, в 2009 году получен $n < 0$ для 580 нм.

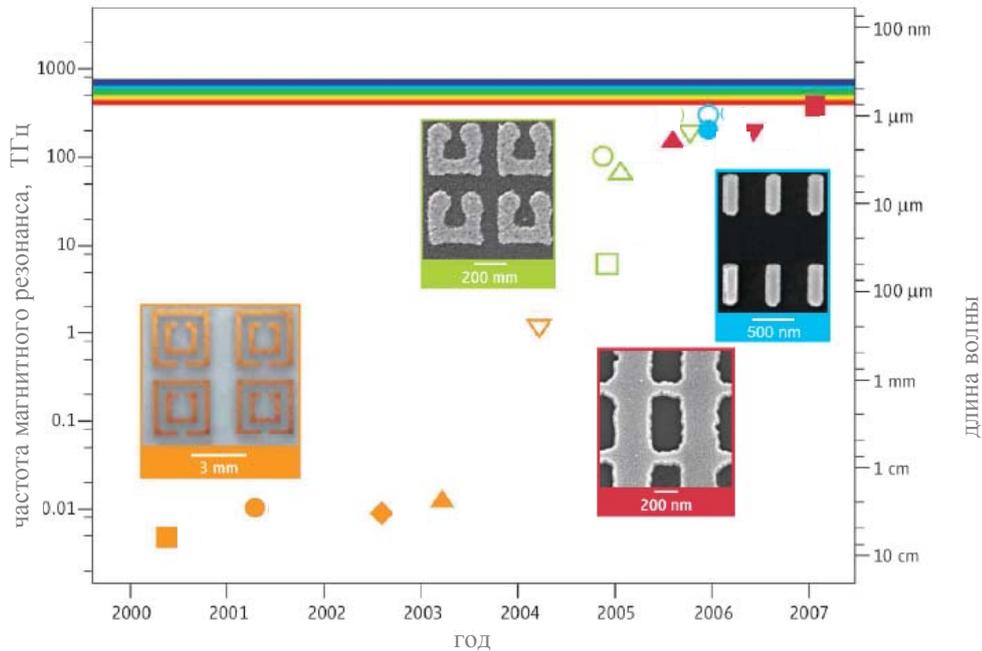


Рис.6. Развитие технологии изготовления и миниатюризации элементов метаматериалов.

К последним достижениям относится и показанная на Рис. 7 идея объединения магнитного и электрического отклика в одной системе – сеточной структуре.

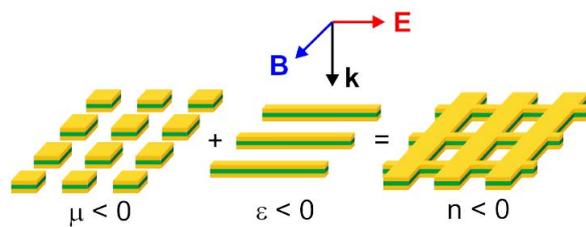


Рис. 7. Схематичное изображение структуры, объединяющей магнитные ($\mu < 0$) и электрические ($\epsilon < 0$) свойства

Популярность метаматериалов в последнее время обусловлена их фундаментальным и прикладным значением. Их создание позволило значительно расширить привычные представления об электромагнетизме, в частности, показать возможность отрицательного преломления, инверсии эффекта Доплера, излучения Черенкова, эффекта Гуса-Хенхена, возможность «усиления» эванесцентных волн.

Среди потенциальных прикладных приложений – применения в томографии, создание “невидимых” в определенном спектральном диапазоне объектов, малогабаритных антенн и др. Метаматериалы могут быть использованы для создания так называемой суперлинзы, которая позволяет преодолеть обычный дифракционный дальнеполевой предел. Другими словами, создание метаматериалов (в диапазоне от МГц до оптического) дает потенциальную возможность получения уникальных электромагнитных свойств, недостижимых в обычных материалах. Заметим, однако, что без существенного прогресса в области нанотехнологий подобные перспективы были бы невозможны.

Суперлинза. В 2000г. Пендри [7] обратил внимание на то, что параллельная пластина с коэффициентом преломления $n=-1$ может действовать как «суперлинза». Т.е., при изображении точечного источника возможно разрешение на порядки меньше, чем длина волны света, в противоположность обычным линзам, где, как хорошо известно, существует дифракционный предел разрешения, равный в лучшем случае половине длины волны.

Магнитные метаматериалы состоят из резонансных металлических элементов, размеры которых меньше длины волны. Элементы сильно взаимодействуют друг с другом, в результате в среде из элементов распространяются медленные волны взаимодействия, которые являются аналогом медленных плазмонных волн в серебряной пластине. Использование связанных мод волн взаимодействия на двух поверхностях является еще одной возможностью для создания суперлинзы для изображения ближнего поля.

Структура, сделанная из свернутых в рулоны металлических пластин с резонансной частотой 21МГц, была использована для первой демонстрации возможности практического применения метаматериалов в медицинской томографии. Уилтшир и др. в 2001 году показали [8], что материал из таких рулонов действует как линза ближнего поля, воспроизводя поле субволнового (размером меньше длины волны) объекта в плоскости изображения позади линзы*.

В последующих экспериментах авторы использовали в качестве объекта антенну в форме буквы М (по начальной букве имени одного из исследователей – Майкл Уилтшир (M. Wiltshire)) [9,10]. На Рис.8 слева показана антенна, справа – изображение, полученное при помощи линзы. Оказалось, однако, что возникает существенная проблема. Линза работала только на частотах, достаточно далеких от резонансной частоты элементов, что не позволяло использовать ее для практических применений.

* По традиции, при демонстрации действия прибора для медицинского изображения авторы использовали себя в качестве объектов исследования. В первом эксперименте было получено изображение большого пальца одного из соавторов. Эта традиция началась с Рентгена, который разослал в качестве рождественских открыток рентгеновский снимок руки своей супруги. Один из изобретателей метода ЯМР продемонстрировал принцип действия, сделав снимок среза своего большого пальца, а другой изобретатель, Пурсел, засунул в установку свою голову. Ничего страшного с ним при этом не произошло, если не считать неприятных ощущений на языке, которым он коснулся зубов с металлическими пломбами, ощутив небольшой разряд.

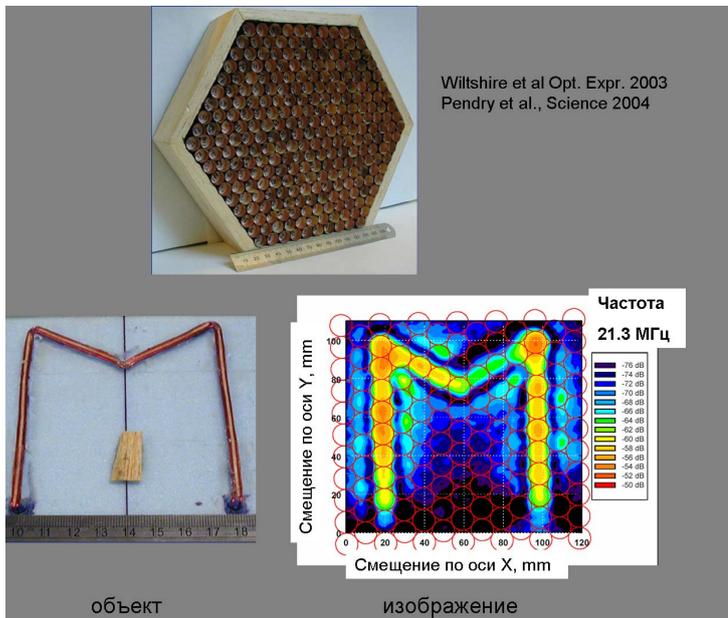


Рис.8. Магнитоиндуктивная линза (сверху), внизу объект – антенна в виде буквы М (слева) и его изображение (справа)

Понять, почему линза не работает на резонансной частоте, можно, разобравшись с процессами, происходящими в метаматериале на микроскопическом уровне. Каждый элемент («магнитный атом») может быть рассмотрен как эквивалентный LC-контур, с собственной индуктивностью и емкостью (Рис. 10). Вблизи резонанса элементы сильно реагируют на внешнее переменное магнитное поле. «Возбуждение» элементов может распространяться по структуре подобно волне. Переменный ток в одном элементе наводит магнитное поле, которое возбуждает ток в следующем элементе, наводящем магнитное поле, возбуждающее следующий элемент и т.д. Таким образом, взаимодействие элементов приводит к новому явлению – возникновению магнитоиндуктивных волн.

Магнитоиндуктивные волны

Магнитоиндуктивные волны были открыты при изучении метаматериалов. Первые магнитные элементы – расщепленные резонансные кольца, использованные для подтверждения отрицательного преломления, имели размеры меньше, чем длина волны электромагнитного излучения в свободном пространстве [4]. Позднее (в 2002 году) была предложена модель LC -контуров для их математического описания [11]. Как и в данных работах, мы здесь также будем рассматривать структуру, в которой расстояние между элементами и размеры элементов малы по сравнению с длиной волны в свободном пространстве, т.е. квазистатическое приближение.

Простейшей реализацией LC -контуров в качестве элементов для метаматериала могут служить расщепленные кольца (на низких частотах – с впаянным конденсатором), показанные на Рис. 9а.

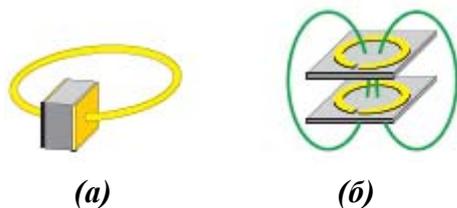


Рис.9. (а) расщепленное кольцо с впаянной емкостью и (б) два элемента с магнитоиндуктивной связью

Два таких элемента, помещенные рядом, взаимодействуют при внешнем возбуждении. Магнитное поле, создаваемое током в одном элементе, будет наводить индукционный ток в другом элементе (Рис. 9б). Подобное взаимодействие приводит к так называемым магнитоиндуктивным (МИ) волнам [12]. Это медленные волны, которые распространяются со скоростью меньше скорости света. С момента открытия магнитоиндуктивных волн их свойства привлекают значительное внимание*.

Дисперсионное соотношение для магнитоиндуктивных волн можно получить, записывая закон Кирхгофа (с учетом закона электромагнитной индукции Фарадея) для цепочки

* Например, в работе [14] проведено подробное изучение их дисперсионных свойств, другие теоретические вопросы обсуждаются в работах [15,16,17]. Экспериментальные результаты и сравнение эксперимента с теорией приведено в работах [18-23]. Устройства, основанные на МИ волноводах, были предложены в работах [24-26]. Подробно МИ волны описаны в обзорных статьях [27,28].

магнитно-связанных контуров, предполагая связь только между ближайшими соседями. Для этого случая взаимосогласованное (рекуррентное) соотношение может быть записано в форме:

$$Z_0 I_m + i\omega M(I_{m-1} + I_{m+1}) = 0, \quad (1)$$

где Z_0 – собственный импеданс контура, I_m – ток в m -ом контуре, как показано на Рис. 10. Предполагая решение в виде волны

$$I_n = I_0 e^{-ikna}, \quad (2)$$

получим дисперсионное соотношение для идеального случая отсутствия потерь

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \frac{2M}{L} \cos(ka)}}, \quad (3)$$

где ω_0 – резонансная частота, L – индуктивность элемента, M – коэффициент взаимной индукции (взаимная индуктивность), a – расстояние между элементами (кольцами). M [Гн] – величина, зависящая от размеров колец, их расположения и магнитной проницаемости среды между катушками.

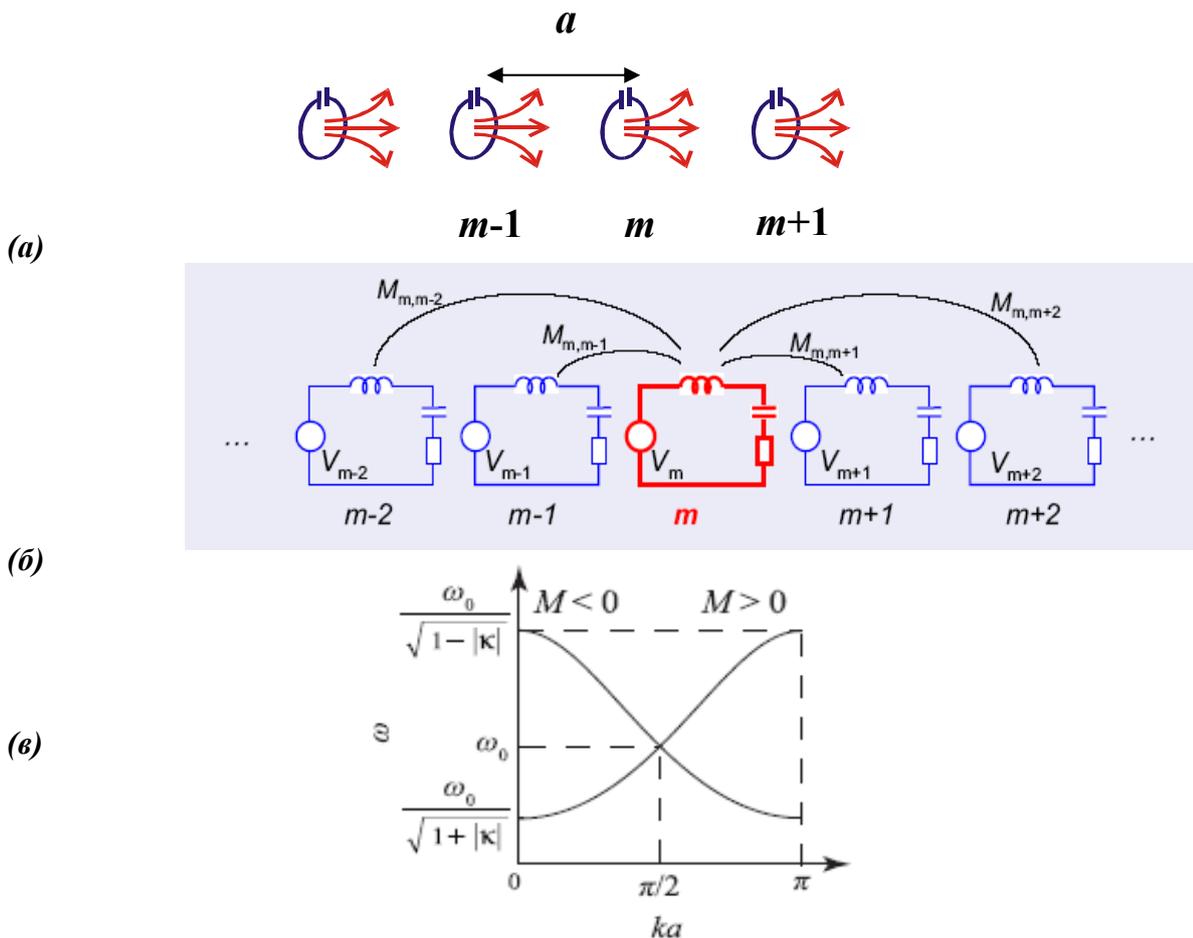


Рис.10. Схема одномерного метаматериала из расщепленных резонансных колец (а) и эквивалентных LC-контуров (б); (в) – теоретические дисперсионные зависимости для МИ-волн для положительной (прямая волна) и отрицательной (обратная волна) взаимной индукции M : $\kappa = 2M/L = \pm 0.1$, a – расстояние между элементами цепи, потери предполагаются нулевыми [29].

Исследуем свойства одномерной цепочки расщепленных колец с емкостями. Магнитные метаматериалы, свойства которых исследуются в данной работе, построены на основе таких цепочек. Сначала мы будем предполагать взаимодействие только между ближайшими соседями и покажем, что подобная цепочка может работать как передающая линия. Мы обсудим дисперсионное соотношение и возможности управления дисперсией. Дальнейшее изложение теоретического материала основывается на книге [29] (Solymar and Shamonina, Waves in metamaterials, 2009).

Дисперсионное соотношение.

Дисперсионное соотношение (3) соответствует идеальному случаю отсутствия потерь. Введем потери, предполагая импеданс элемента в виде:

$$Z_0 = i\omega L + \frac{1}{i\omega C} + R, \quad (4)$$

где R – сопротивление кольца. Будем опять искать решение уравнения Кирхгофа (1) в виде волны (3) но уже с комплексным волновым вектором k :

$$k = k' - ik'', \quad (5)$$

где k' – постоянная распространения и k'' – коэффициент затухания. В этом случае дисперсионное соотношение (3) примет вид:

$$1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \frac{i}{Q} + \kappa \cos(ka) = 0, \quad (6)$$

где κ – константа связи, равная $2M/L$, Q – добротность резонансного контура, равная $\omega L/R$.

Это уравнение можно разделить на две части: реальную и мнимую:

$$1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \kappa \cos(k'a) \cosh(k''a) = 0,$$

$$\frac{1}{Q} - \kappa \sin(k'a) \sinh(k''a) = 0. \quad (7)$$

Отметим, что M может быть положительной или отрицательной величиной в зависимости от расположения элементов. Так, в случае аксиальной линии (см. Рис. 11а) M – положительная величина, а при планарном упорядочении контуров – отрицательная (Рис. 11б).

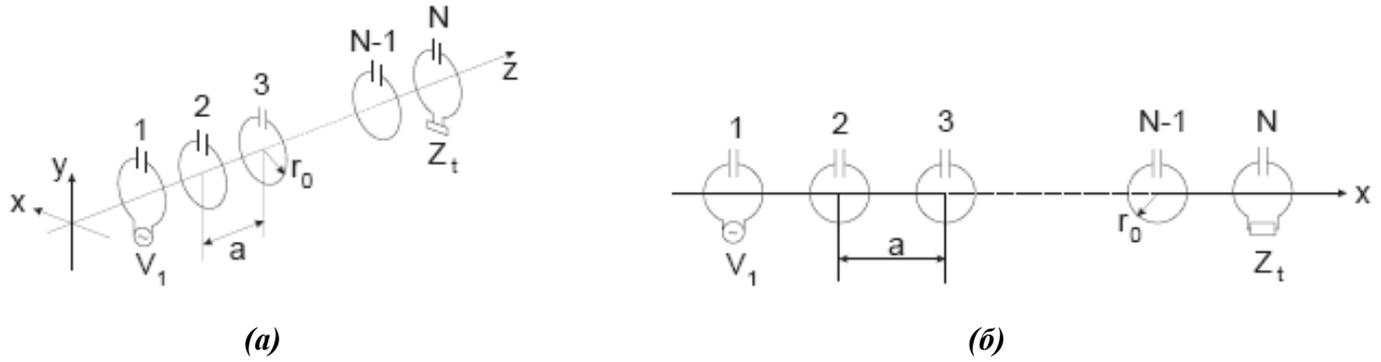


Рис.11. (а) Схематичное изображение аксиальной и (б) планарной линий, состоящих из N элементов. Источник возбуждения включен в первый элемент. К последнему элементу добавлено согласованное сопротивление (нагрузка).

Если потери в линии малы $k''a \ll 1$ (например, добротность элементов Q достаточно большая), то, как следует из определения гиперболических функций \cosh ,

$$\cosh(k''a) \approx 1, \quad \sinh(k'a) \approx k'a, \quad (8)$$

и дисперсионное уравнение для изменения фазы на одном элементе остается тем же самым (как (3)), а потери выражаются как:

$$k''a = \frac{1}{\kappa Q \sin(k'a)} \quad (9)$$

Из (9) следует, что потери уменьшаются при увеличении константы связи и добротности контура. Затухание будет минимально на резонансной частоте. Оно увеличивается к краям зоны пропускания, где $k'a = 0$ или π . Рассматриваемое приближение малых потерь не подходит для описания свойств системы на границах зоны пропускания. В этом случае из (9) следует бесконечно большое затухание, и фильтрующие свойства системы соответствуют идеальному фильтру с бесконечно крутыми спадами АЧХ $k''(\omega/\omega_0)$. Корректные выражения для зависимостей k' и k'' от частоты можно получить, решая уравнения (6) и (7) численно.

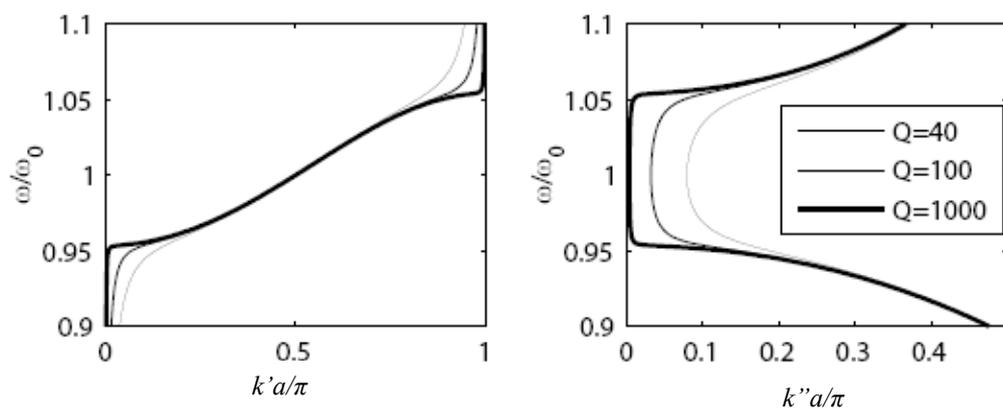


Рис.12. Дисперсия для аксиального слоя с $\kappa=0.1$

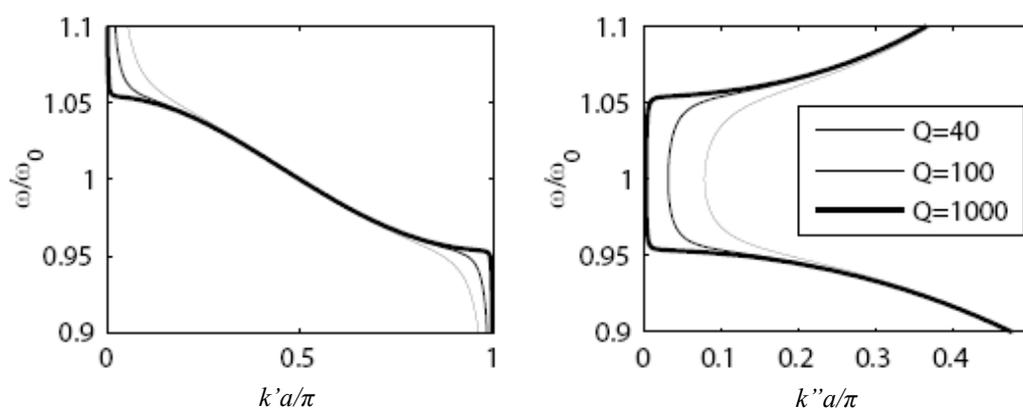


Рис.13. Дисперсия для планарного слоя с $\kappa=-0.1$

На Рис. 10в была показана дисперсионная зависимость при $\kappa = \pm 0.1$ для случая отсутствия потерь. Оценим теперь влияние потерь. На Рис.12 и 13 показаны дисперсионные кривые при $Q = 40, 100$ и 1000 , в аксиальном ($\kappa = +0.1$) и планарном ($\kappa = -0.1$) случаях соответственно. Видно, что, во-первых, поглощение резко увеличивается по мере уменьшения добротности, и, во-вторых, дисперсия и поглощение максимально резко изменяются на границах зоны пропускания.

Необходимо отметить, что константа связи не обязательно должна быть малой величиной. Теоретически, ее максимальное значение может достигать 2 в случае идеального взаимодействия, когда $M=L$. На практике, максимальное значение, полученное в эксперименте, составляло $\kappa=1.5$ в аксиальной линии при плотной упаковке элементов, и $\kappa = -0.7$ в планарной линии [21]. При $\kappa=1.5$ и $Q = 100$ дисперсионные кривые имеют качественно иной характер по сравнению рассмотренными ранее, как это видно из Рис. 14. Срез характеристики на низких частотах сохраняется, но зона пропускания уже простирается до бесконечно больших частот, асимптотой зависимости является прямая

$$k''a = \arccos\left(\frac{1}{\kappa}\right), \quad (10)$$

что в этом случае дает $k''a = 0.73\pi$.

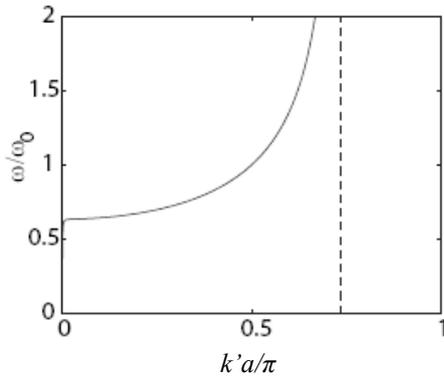


Рис.14. Дисперсия аксиальной линии в случае сильной связи между элементами, $\kappa=1.5$

Итак, в аксиальном случае константа связи является положительной, в планарном – отрицательной величиной. Соответственно, дисперсионная кривая в обоих случаях выглядит по-разному. В аксиальном случае магнитоиндуктивная волна – прямая волна, с фазовой и групповой скоростями, направленными в одну сторону, дисперсия $\omega(k)$ имеет положительный наклон. В планарном случае это обратная волна. Фазовая и групповая скорости направлены в противоположные стороны, и наклон кривой $\omega(k)$ – отрицательный. Видно, что данные эксперимента и теоретического расчета, для структур, показанных на фотографиях на Рис.15, хорошо совпадают.

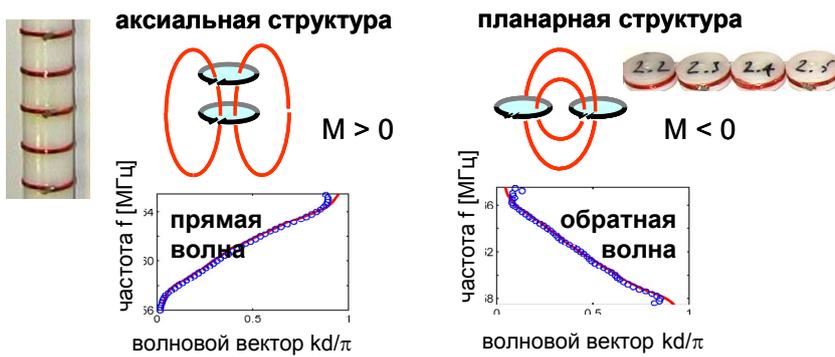


Рис.15. Анизотропия константы связи при аксиальном и планарном расположении элементов. На графиках изображена дисперсионная зависимость $\omega(k)$. Теория – сплошная линия, точки – эксперимент [14], [18].

Согласование линии передач.

В предыдущем разделе мы показали, что магнитоиндуктивные волны могут распространяться вдоль линии, планарной или аксиальной. Следовательно, мы можем рассматривать такие линии как линии передач, обладающие необычными дисперсионными свойствами. Известно, что для всех линий передач существует оптимальное нагрузочное сопротивление, которое может поглотить всю падающую энергию. Когда это происходит, мы говорим о согласовании линии. Другими словами, в согласованной линии волна проходит от источника до нагрузки без отражения. Определить согласованное сопротивление нагрузки для МИ – передающей линии можно, используя уравнение (2), которое дает соотношение между токами I_{n-1} , I_n и I_{n+1} . Это соотношение справедливо для всех элементов линии, кроме первого и последнего (Рис. 11). Путем несложных преобразований мы получим

$$Z_T = i\omega M e^{-ika}. \quad (12)$$

Видно, что нагрузочное сопротивление не действительная величина, как например, для коаксиальной линии, а комплексная, зависящая еще и от частоты.

Возбуждение линии

Дисперсионное соотношение было получено в предположении, что не существует внешнего возбуждения линии. Возбуждение может быть в виде падающей плоской ЭМ волны или в виде отдельного источника питания. В обоих случаях это возбуждение можно включить в рассмотрение в виде идеального источника питания любого элемента (элементов)

$$\mathbf{E} = \mathbf{Z}\mathbf{I}. \quad (13)$$

Уравнение (13) может рассматриваться как обобщенный закон Ома в векторном виде, где \mathbf{E} и \mathbf{I} – N-мерные векторы,

$\mathbf{E} = (V_1, V_2, \dots, V_n, \dots, V_N)$ – вектор возбуждающих ЭДС, приложенных к элементам,

$\mathbf{I} = (I_1, I_2, \dots, I_n, \dots, I_N)$ – вектор токов в элементах, (14)

а импеданс Z – матрица размером N*N:

$$Z = \begin{pmatrix} Z_0 & i\omega M & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ i\omega M & Z_0 & i\omega M & 0 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & i\omega M & Z_0 & i\omega M \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \dots & i\omega M & Z_0 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Видно, что Z – трехдиагональная матрица. Главная диагональ состоит из импеданса отдельных элементов Z_0 , а элементы сверху, снизу, слева и справа равны $i\omega M$. В случае, когда линия нагружена сопротивлением Z_T , то последний элемент (N -ый столбец, N -ая строка) равен $Z_0 + Z_T$. Если известен вектор возбуждающих ЭДС, то токи могут быть получены, используя инверсию матрицы импеданса:

$$\mathbf{I} = \mathbf{Z}^{-1} \mathbf{E}. \quad (16)$$

Однако очень часто возбуждается только первый элемент, и в этом случае только первая компонента вектора ЭДС отлична от нуля, а остальные равны нулю. Это существенно упрощает расчеты.

Управление дисперсионными свойствами.

При небольших значениях коэффициента связи, что справедливо, вообще говоря, в большинстве случаев, полоса пропускания (зона прозрачности) МИ волн достаточно узкая, что может быть нежелательным для возможных практических применений. Предпочтительно иметь возможность управлять дисперсионными свойствами. Например, вместо одной зоны пропускания создать две. Покажем, что это возможно, используя аналогию между магнитоиндуктивными волнами и фононами (квантами акустических волн) (см., напр., [13]). Из физики твердого тела хорошо известно, что дисперсионные характеристики биатомного кристалла существенно отличаются от дисперсии кристалла, состоящего из идентичных атомов. Как следствие, в кристалле, состоящем из атомов разной массы m и M (например, NaCl), появляется еще одна высокочастотная ветвь дисперсии, известная как оптическая ветвь фононов. Кратко основная схема и дисперсия показана на Рис. 17.

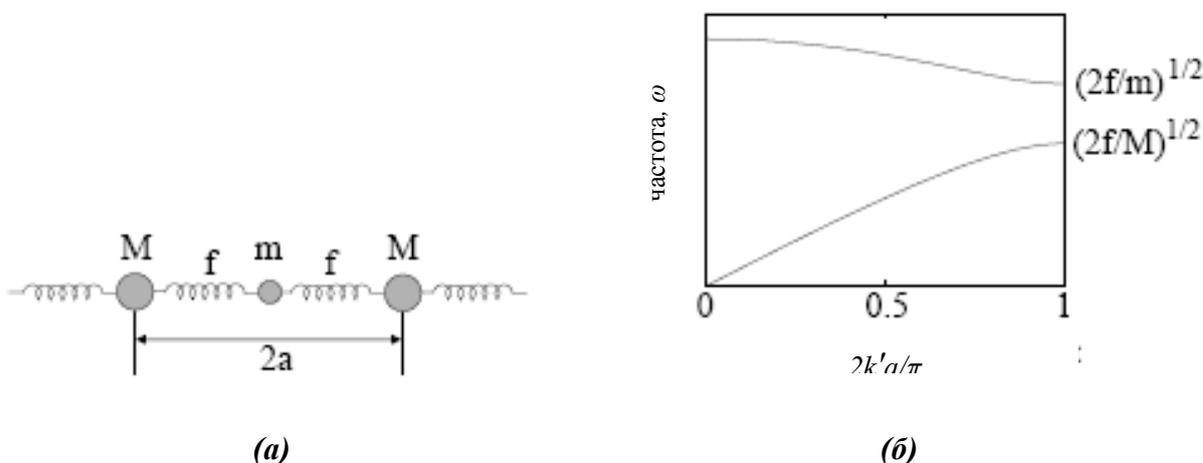


Рис.17. Биатомная цепочка атомов массы m и M (а), и дисперсия фононов одномерной биатомной цепочки атомов (б).

Итак, у фононов в биатомной цепочке есть две зоны пропускания. Когда дело касается фононов в твердом теле, на практике мы не можем управлять их дисперсионными характеристиками, т.к. не можем менять по своему желанию ни массы атомов, ни силу их взаимодействия. Но когда мы говорим о метаматериалах, мы можем легко управлять как свойствами отдельного элемента, так и их взаимодействием.

Есть два очевидных пути создания материала с двойной периодичностью: изменить какой-либо параметр самого элемента (изменение L или C приведет к изменению резонансной частоты) или изменить расстояние между элементами, что приведет к изменению взаимоиנדукции. Обе эти возможности схематично показаны на Рис. 18а и 18б для планарного случая и Рис. 18в и 18г для аксиального случая.

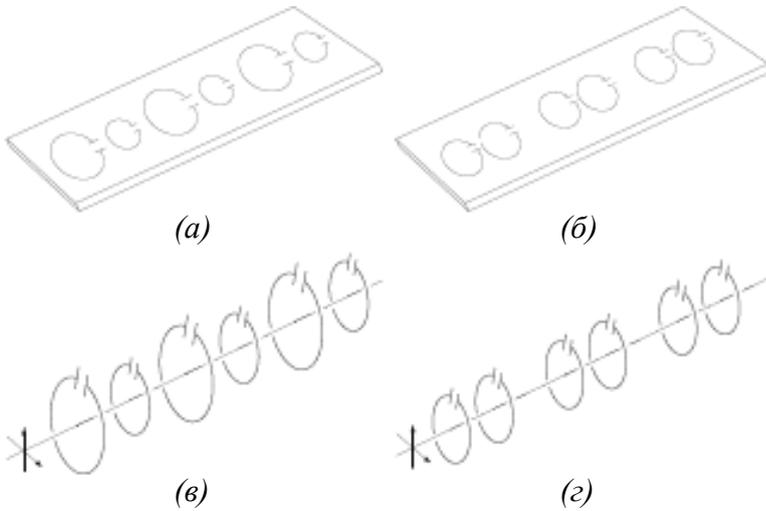


Рис.18. Схематичное изображение бипериодической *планарной* линии (а) и (б) и *аксиальной* (в) и (г). В случаях (а) и (в) изменяется резонансная частота элементов, в случаях (б) и (г) – расстояние между элементами.

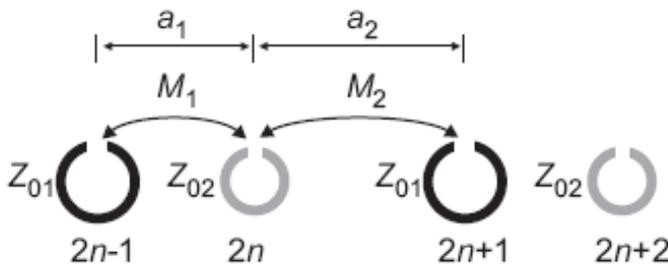


Рис.19. Схематичное изображение бипериодической линии элементов метаматериала. M_1 и M_2 взаимоиנדукция элементов

Рассмотрим подробнее такую бипериодическую линию. Запишем закон Кирхгофа для двух соседних элементов $2n$ и $2n+1$ (см Рис. 19):

$$Z_{01}I_{2n} + i\omega M_1 I_{2n-1} + i\omega M_2 I_{2n+1} = 0 \quad (43)$$

и

$$Z_{02}I_{2n+1} + i\omega M_2 I_{2n} + i\omega M_1 I_{2n+2} = 0 \quad (44)$$

Предполагая решение в виде бегущей волны для четных и для нечетных элементов как

$$I_{2n} = A_2 e^{-ik2n(a_1+a_2)} \quad (45)$$

и

$$I_{2n+1} = A_1 e^{-ik(2n+1)(a_1+a_2)}, \quad (46)$$

и подставляя это решение в уравнения (43) и (44), после некоторых алгебраических преобразований, мы найдем уравнение дисперсии:

$$\cos\left(\frac{k(a_1+a_2)}{2}\right) = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{-\frac{Z_{01}Z_{02}}{\omega^2} - (M_1 - M_2)^2}}{\sqrt{M_1 M_2}}. \quad (47)$$

Соотношение (47) переходит в (1) при $Z_{01}=Z_{02}=Z_0$ и $M_1=M_2=M$.

На Рис. 20 и Рис. 21 показаны дисперсионные зависимости, рассчитанные для бипериодических планарной и аксиальной конфигураций при практически реализуемых параметрах элементов (с учетом потерь, при слабой связи между элементами) [29].

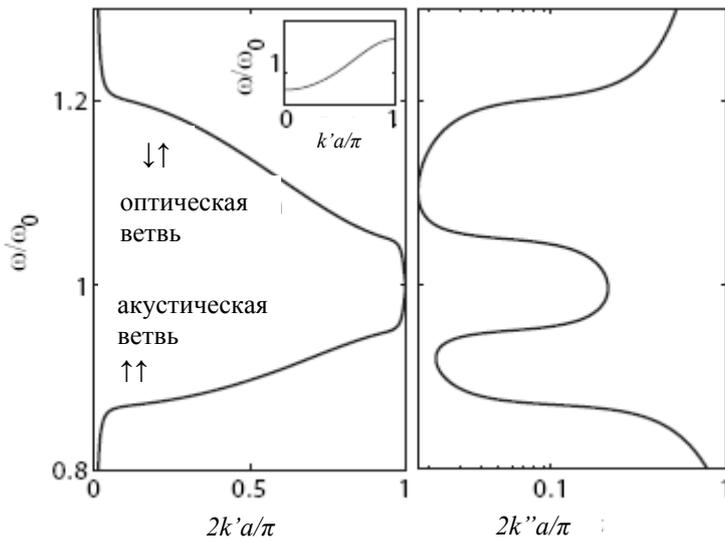


Рис.20. Дисперсия бипериодической аксиальной линии. Ток в соседних элементах в пределах периода в противофазе для верхней (оптической) ветви и в фазе для нижней (акустической) ветви. На вставке показана дисперсия для аксиальной линии из одинаковых элементов.

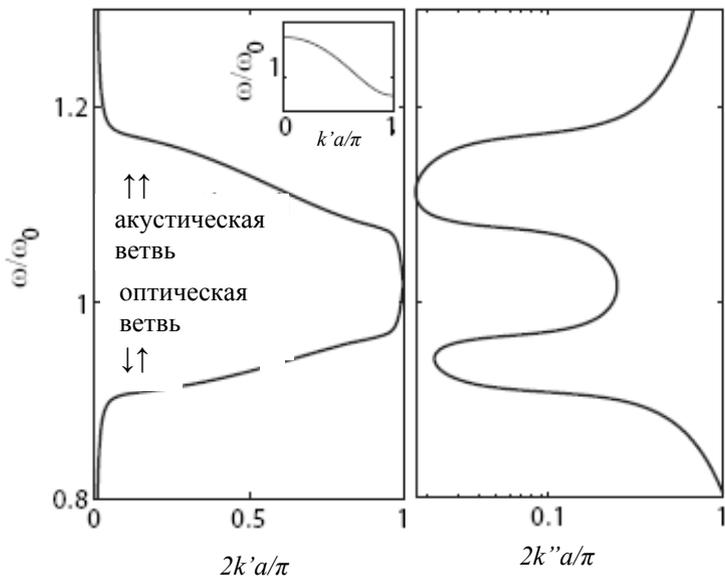


Рис.21. Дисперсия бипериодической планарной линии. Ток в соседних элементах в пределах периода в фазе для верхней (акустической) ветви и в противофазе для нижней (оптической) ветви. На вставке показана дисперсия для планарной линии из одинаковых элементов

Из Рис. 20 и Рис. 21 видно, что для бипериодических структур уже нет прежнего различия аксиального и планарного упорядочения, когда в одном случае была только прямая, а в другом только обратная волна. Теперь в обоих случаях при низких частотах прямая волна и обратная при высоких. Однако разница существует, и ее можно обнаружить, если мы рассмотрим фазы токов в соседних элементах, составляющих элементарную ячейку бипериодической структуры. В аксиальной линии (где взаимодействие между элементами положительно) токи в соседних элементах в противофазе для верхней ветви, и в фазе для нижней ветви дисперсии (см. Рис.20). Используя аналогию с двухатомной моделью твердого тела, можно верхнюю ветвь дисперсии назвать оптической, а нижнюю акустической ветвью. Однако, в планарной линии (где взаимодействие между элементами отрицательно) ситуация обратная. Токи в фазе для верхней ветви дисперсии и в противофазе для нижней. И здесь уже оптической ветвью будет нижняя ветвь дисперсии (прямая волна) – см. Рис.21.

Связанные линии

Рассмотрим теперь ситуацию, когда две линии, по которым могут распространяться магнитоиндуктивные волны, связаны друг с другом, как это схематично изображено на Рис.22.

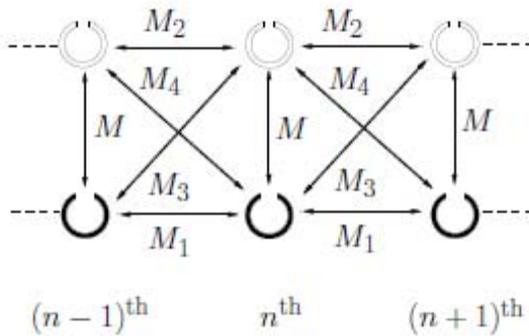


Рис.22. Схематичное изображение двух связанных линий магнитного метаматериала. Взаимоиндукция M_1 , M_2 , M_3 и M_4 ближайших соседей обозначена стрелками

Сначала опишем простой случай взаимодействия только соседних элементов [20]. Однако здесь, в отличие от одной одномерной линии, таких соседей будет не два, а пять. Обозначим взаимоиндукцию элементов как это показано на Рис. 29: M_1 , M_2 , M_3 и M_4 . Закон Кирхгофа в этом случае для n -го элемента первой линии выглядит следующим образом:

$$Z_{01}I_n + i\omega M_1(I_{n-1} + I_{n+1}) + i\omega M J_n + i\omega M_4 J_{n-1} + i\omega M_3 J_{n+1} = 0. \quad (48)$$

И для n -го элемента второй линии

$$Z_{02}J_n + i\omega M_2(J_{n-1} + J_{n+1}) + i\omega M I_n + i\omega M_3 I_{n-1} + i\omega M_4 I_{n+1} = 0, \quad (49)$$

где I_n и J_n – токи в n -ном элементе первой и второй линий, соответственно. В общем случае эту систему можно решить численно, зная распределение токов во всех элементах, которое мы находим в эксперименте, измеряя сигналы от каждого элемента. Аналитическое решение существует только для случая распространения одной или двух волн, однако ввиду громоздкости

решения мы не приводим его здесь. Для примера на Рис. 24 и 25 изображены дисперсионные кривые для планарно-планарной и планарно-аксиальной связанных линий, схематично показанных на Рис. 23а и Рис. 23б, соответственно. Сплошные кривые соответствуют рассчитанным зависимостям, точки – экспериментальным результатам [20].

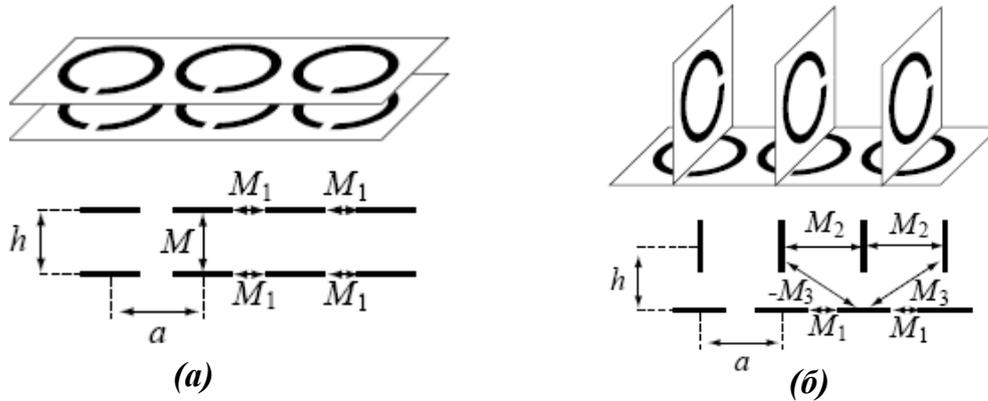


Рис.23. Две связанные линии одномерного метаматериала. Планарно-планарная конфигурация (а) и планарно-аксиальная (б).

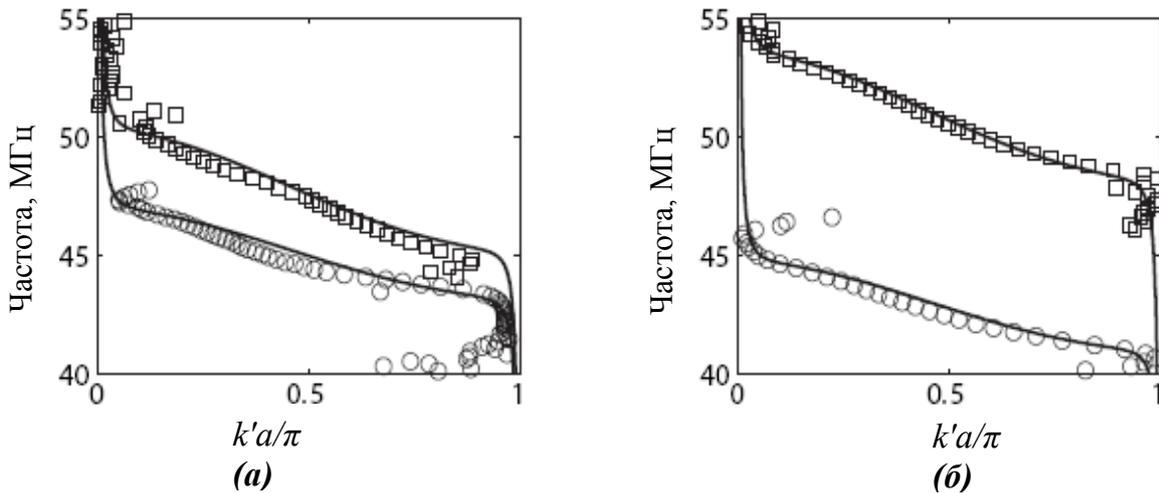


Рис.24. Дисперсионные зависимости для двух связанных планарных линий при различном расстоянии h между ними: (а) $h=20$ мм и (б) $h=10$ мм.

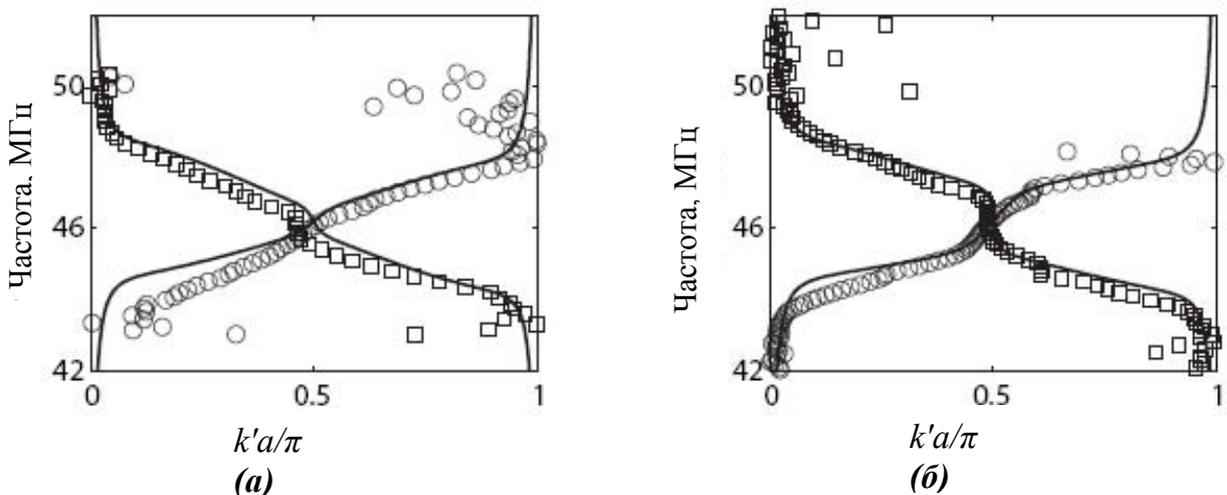


Рис.25. Дисперсионные зависимости для двух связанных линий (планарной и аксиальной) при различном расстоянии h между ними (а) $h=30$ мм и (б) $h=15$ мм.

В случае двух планарных линий (Рис. 24а), видно расщепление дисперсии на две ветви. Чем ближе линии, тем сильнее взаимодействие между ними, тем больше расщепление (Рис. 24б). При расстоянии 10 мм между линиями расщепление становится настолько сильным, что возникает зона (полоса частот), где МИ волны практически не распространяются, т.к. резко возрастает затухание κ'' . Причем эта зона лежит как раз напротив резонансной частоты (для данного случая равной 46.21 МГц), а выше и ниже расположены две полосы пропускания.

При планарно-аксиальной конфигурации возникает взаимодействие прямой и обратной волн, одновременно существующих в системе. Чем ближе линии и сильнее взаимодействие между ними, тем шире зона вблизи резонансной частоты, где наблюдается резкий пик поглощения.

Рассмотрим теперь две связанные планарные линии с точки зрения передачи энергии, т.е. посмотрим на коэффициент передачи по мощности системы, если возбуждать первый элемент одной из линий, а снимать сигнал с последнего элемента другой линии. Зная параметры линии (резонансную частоту элементов, добротность элементов и коэффициент связи), можно численно рассчитать зависимость коэффициента передачи от относительного сдвига линий. На Рис. 26 показано схематичное изображение эксперимента.

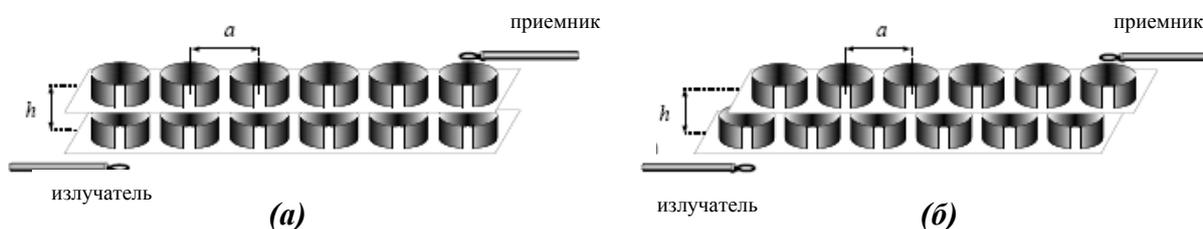


Рис.26. Связанные волноводы с управляемым коэффициентом связи – схема эксперимента: не сдвинутые линии (а) и сдвинутые на полпериода (б). h – расстояние между линиями, a – период линии.

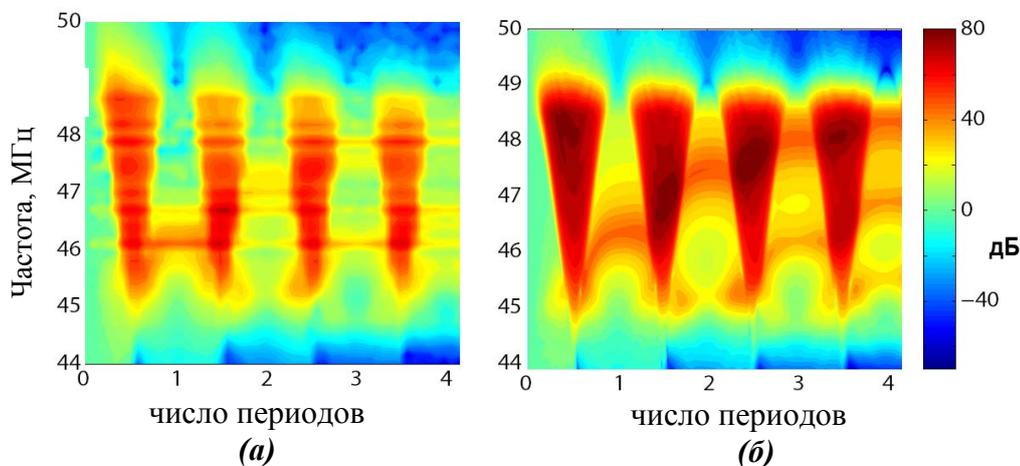


Рис.27. Передаточная функция в зависимости от частоты и сдвига между волноводами, эксперимент (а) и теория (б) [30].

Рис.27 иллюстрирует результаты расчета и экспериментальные результаты для сдвига линий до четырех полных периодов. Видно, что передаточная функция будет максимальной при сдвиге на полпериода, и минимальной, когда элементы находятся точно друг над другом. Достаточно необычный на первый взгляд результат, поскольку при сдвиге на полпериода коэффициент связи практически равен нулю, т.е., при уменьшении взаимодействия между линиями коэффициент передачи, тем не менее, увеличивается. Физическая причина уменьшения коэффициента передачи становится очевидной, если вернуться к дисперсии связанных линий (Рис. 24б), когда при сильном взаимодействии расщепление дисперсии на две ветви становится настолько большим, что возникает полоса поглощения и передача энергии практически невозможна.

Суперлинза

Можно провести аналогию между магнитоиндуктивными волнами и плазменными волнами в металле. Магнитоиндуктивные волны – медленные, с фазовой скоростью меньше скорости света. Они являются коротковолновыми с длиной волны меньше длины электромагнитной волны, возбуждающей систему. Ввиду малой длины волны они могут эффективно взаимодействовать с эванесцентными компонентами ближнего поля. И это дает возможность для применения этих волн для *изображения ближнего поля*.

Вернемся к экспериментам с линзой, упомянутым во введении. Расчеты, согласующиеся с экспериментом, показали, что ниже резонансной частоты изображение вполне четкое, но по мере приближения к резонансной частоте мы попадаем в зону пропускания магнитоиндуктивных волн, где все элементы сильно взаимодействуют. Изображение становится все более размытым (возбуждается все большее число элементов линии). Оно едва различимо на резонансной частоте. Изображение улучшается вновь лишь при высоких частотах достаточно далеко от резонанса.

Возникает проблема: чтобы иметь субволновое изображение, необходимо избегать зоны пропускания магнитоиндуктивных волн, но тогда мы находимся далеко от резонанса, и полезный сигнал будет слабым*. Чтобы увеличить сигнал, надо приблизиться к резонансу, но тогда мы возбуждаем магнитоиндуктивные волны и изображение невозможно. Т.е., требуется структура, позволяющая получить изображение ближнего поля на резонансной частоте. Такая структура, так называемая магнитоиндуктивная линза ближнего поля, была предложена в 2005 году [31,32] и

*При использовании в медицинских применениях (томография) требуется особенно высокий уровень полезного сигнала из-за присутствия сильного шума.

состоит из двух слоев резонансных элементов, а не из одного слоя, как линза, рассмотренная во введении. Исследования показали, что в этом случае возможно изображение на резонансной частоте. Рассмотрим механизм действия магнитоиндуктивной линзы. Мы уже исследовали подобную структуру, состоящую из двух слоев резонансных элементов на расстоянии h , когда рассматривали две связанные линии. Пусть теперь передающая антенна, рассматриваемая как субволновой объект, расположена *под центром* структуры на расстоянии $h/2$. Плоскость изображения (на расстоянии $h/2$ от структуры) сканируется приемной антенной (Рис. 28). Как уже отмечалось, каждая линия сама по себе может быть рассмотрена как волновод для магнитоиндуктивных волн с полосой пропускания вокруг резонансной частоты, что препятствует изображению, так как будет возбуждена вся линия, и мы видим изображение всей линзы, а не предмета. Если теперь две линии связаны, полоса пропускания расщепляется на две ветви. И при достаточном сближении слоев, дисперсионные ветви “разъезжаются” так сильно, что возникает зона, где магнитоиндуктивные волны практически не распространяются. Причем эта запрещенная зона лежит как раз в окрестности резонансной частоты и препятствует размытию изображения.

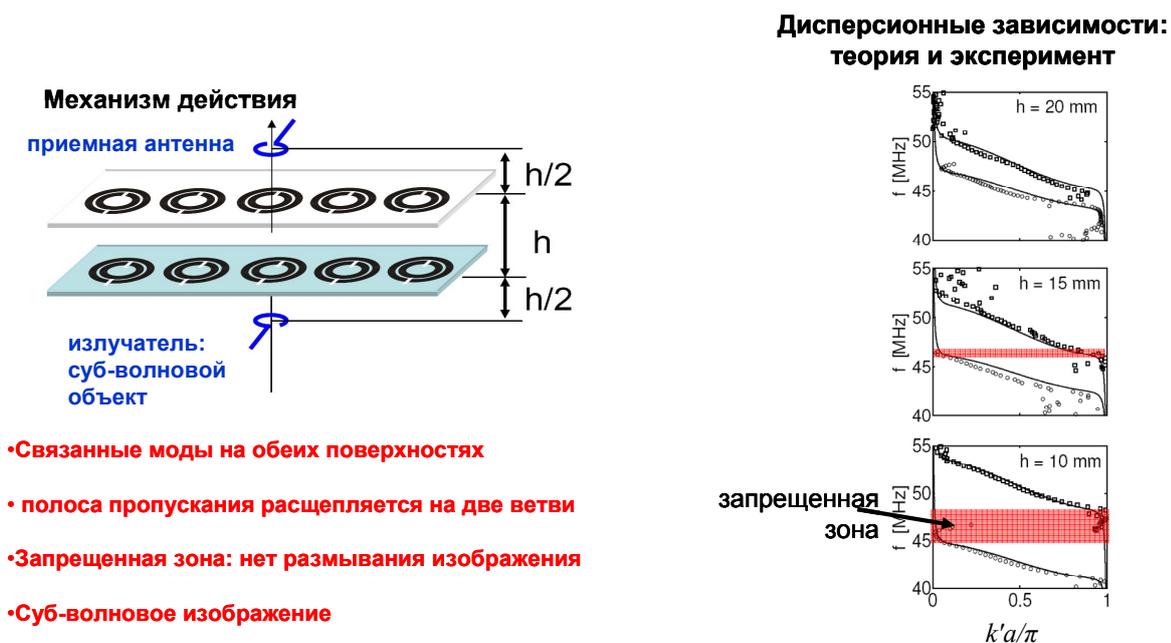


Рис.28. Механизм действия магнитоиндуктивной суперлинзы. Слева – схематичное изображение линзы, справа – дисперсионные характеристики, в зависимости от расстояния между слоями (20, 15 и 10 мм, сверху вниз). Сплошная линия – расчет, точки – экспериментальные значения [20]

Магнитоиндуктивные волны не могут распространяться вдоль линий, и возбуждение элемента, наиболее близкого к источнику, может быть передано только к элементу второй линии над ним. Во второй линии магнитоиндуктивные волны также не могут распространяться, и поэтому распределение поля объекта транслируется в плоскость изображения лишь с небольшим искажением.

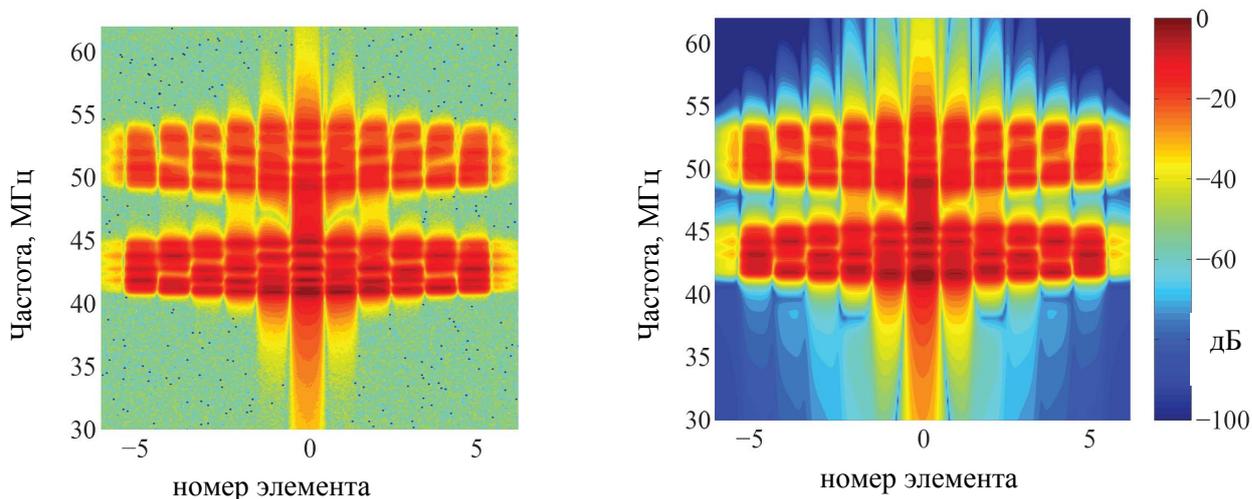


Рис.29. Распределение электромагнитного поля в плоскости изображения для магнитоиндуктивной линзы в зависимости от частоты (по вертикали) и от номера элемента (по горизонтали). Слева направо – эксперимент и теория. Возбуждающая антенна находится под центральным элементом (с номером 0).

На Рис. 29 показано распределение поля для рассматриваемой линзы из двух линий. По вертикальной оси отложена частота, по горизонтальной – координаты в плоскости изображения. Слева – экспериментальные результаты, справа – результат теоретического расчета [22]. Видно расщепление на две зоны пропускания, где изображение невозможно, т.к. возбуждена вся линза и в плоскости изображения можно получить только изображение всей линзы. В середине частотного диапазона напротив резонансной частоты находится запрещенная зона, в которой можно получить изображение «точечного» объекта с точностью до размеров элемента. В приведенном эксперименте разрешающая способность подобной линзы составляет величину порядка $\lambda/300$. Это пример того, как, используя связанные моды двух поверхностей метаматериала, можно создавать устройства для изображения ближнего поля для применения в медицине в МГц диапазоне.

В качестве потенциального практического использования супер-линзы рассматривается применение от МГц диапазона в медицинской томографии до наноструктурированных линз в фотонике.

Метаматериалы в ГГц и ТГц диапазоне частот

Описанное выше рассмотрение справедливо для мегагерцового диапазона частот. При более высоких частотах, в ГГц и ТГц диапазоне ситуация существенно усложняется. При уменьшении размеров элементов и, соответственно, увеличении резонансных частот, простой принцип масштабирования не работает. Хотя элементы могут быть уменьшены в размерах (наноструктурированные метаматериалы уже успешно разработаны для фотоники), при этом принципиально изменяется физическая картина. Элементы, используемые в МГц диапазоне, имеют большую емкость. Вся структура мала по сравнению с длиной волны. В описанных выше экспериментах радиус элементов порядка 1 см, при длине волны порядка 5 метров (для резонансной частоты 60 МГц). В этом случае мы находимся в ближнем поле и запаздывание не существенно (Рис.30). Взаимодействие элементов является магнитным. В ГГц диапазоне для расщепленных колец ситуация изменяется. Если радиус элементов по прежнему 1 см, а резонансная частота 2 ГГц, то длина волны уже 15 см и сравнима с размерами структуры. Мы уже не в ближнем поле, и необходимо учитывать запаздывание (Рис.36). В этом случае взаимодействие между элементами имеет уже не только магнитную, но и электрическую природу. Коэффициент связи становится комплексной величиной.



Рис.30. Схематическое изображение взаимодействия магнитных диполей (расщепленных металлических колец) в квазистатическом случае (слева) и с учетом запаздывания (справа), когда размеры диполя сопоставимы с длиной волны излучения.

На Рис. 30 схематически показан принцип взаимодействия элементов без и с учетом запаздывания, когда размеры элементов становятся сравнимы с длиной волны излучения. Не останавливаясь здесь подробно, отметим только, что в этом случае коэффициент связи медленно затухает с расстоянием. На Рис. 31 приведены экспериментальные зависимости коэффициента связи для расщепленных резонансных колец и теоретические зависимости с учетом и без учета запаздывания. Видно, что теория без учета запаздывания не может описать экспериментальные данные.

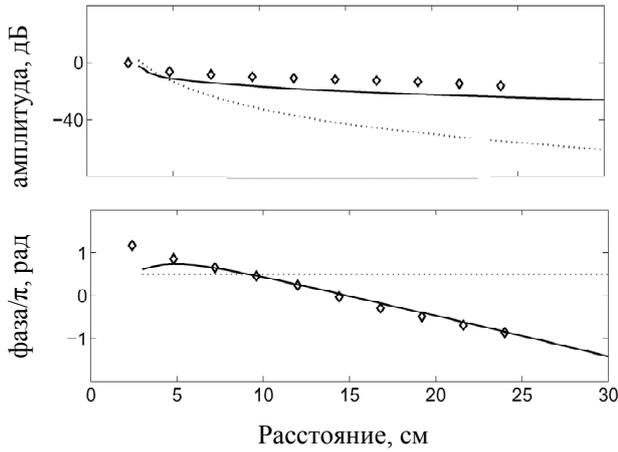


Рис. 31. Амплитуда и фаза коэффициента связи между двумя элементами в зависимости от расстояния между ними (пунктирная линия – теория без учета запаздывания, сплошная линия теории с учетом запаздывания, точки – экспериментальные значения) [33].

Для построения модели распространения волн в метаматериале необходимо рассчитать коэффициент связи κ . В МГц диапазоне, без запаздывания, когда размеры элементов метаматериала много меньше длины волны падающего излучения, хорошо работает простая модель LC -контуров. В этом случае взаимодействие между элементами представляет собой магнитное взаимодействие петель с током, которое можно легко рассчитать. С хорошей степенью точности применимо выражение:

$$\kappa = \frac{2\Delta\omega}{\omega_0}, \quad (50)$$

где $\Delta\omega$ – величина расщепления резонансной кривой для двух элементов, расположенных рядом, ω_0 – резонансная частота [34].

В ГГц диапазоне, когда длина волны падающего излучения становится сопоставимой с размерами элементов, описанная простая модель неприменима. Например, для двойных расщепленных колец в ГГц диапазоне эквивалентная схема выглядит так, как показано на Рис. 32.



Рис.32. Схематичное изображение двойного расщепленного кольца (слева) и эквивалентная схема в ГГц диапазоне (справа)



Рис.33. Распределение зарядов и токов в элементе метаматериала в случае высоких частот, когда длина волны сравнима с размерами элементов (слева), схематичное изображение результирующих магнитного и электрического диполей (справа).

Кроме того, в ГГц диапазоне и на более высоких частотах распределение зарядов и токов вдоль элементов уже не однородно (Рис. 33). Заряды аккумулированы около щели, и результирующий электрический диполь находится в окрестности щели. Ток максимален в противоположной части кольца, и там локализован результирующий магнитный диполь. Электрические и магнитные диполи различных элементов будут взаимодействовать друг с другом. Очевидно, что это взаимодействие существенно зависит от ориентации элементов. Возможны ситуации, когда доминирует магнитное или электрическое взаимодействие, или даже когда они компенсируют друг друга, так, что элементы практически не взаимодействуют [34].

Итак, при уменьшении размеров образцов при стремлении к оптическим частотам необходимо принимать во внимание эффект запаздывания, учитывать не только магнитное, но и электрическое взаимодействие между элементами. Подробное рассмотрение этих эффектов выходит за рамки данной работы.

Проведение эксперимента и обработка данных

ПОДГОТОВКА К РАБОТЕ

Включить векторный анализатор цепей Rohde&Schwarz ZVB20 (в дальнейшем называемый прибор), нажав на кнопку **STANDBY** на панели прибора (см. Рис. 34). После загрузки прибора нажать **PRESET**. Подробное описание прибора см. [35].

Установить блок приемной антенны в «положение А» (схематичное изображение различных положений блока приемной антенны показано на Рис.35).

Подключить к порту 2 приемную антенну.

Нажав кнопку **MEAS** (на панели прибора), выбрать режим измерения коэффициента передачи **S21** (на экране прибора).

Установить уровень выходной мощности прибора 19 дБ, нажав кнопку **POWER** и используя клавиатуру на панели прибора, набрать 19 и **OK/ENTER**.

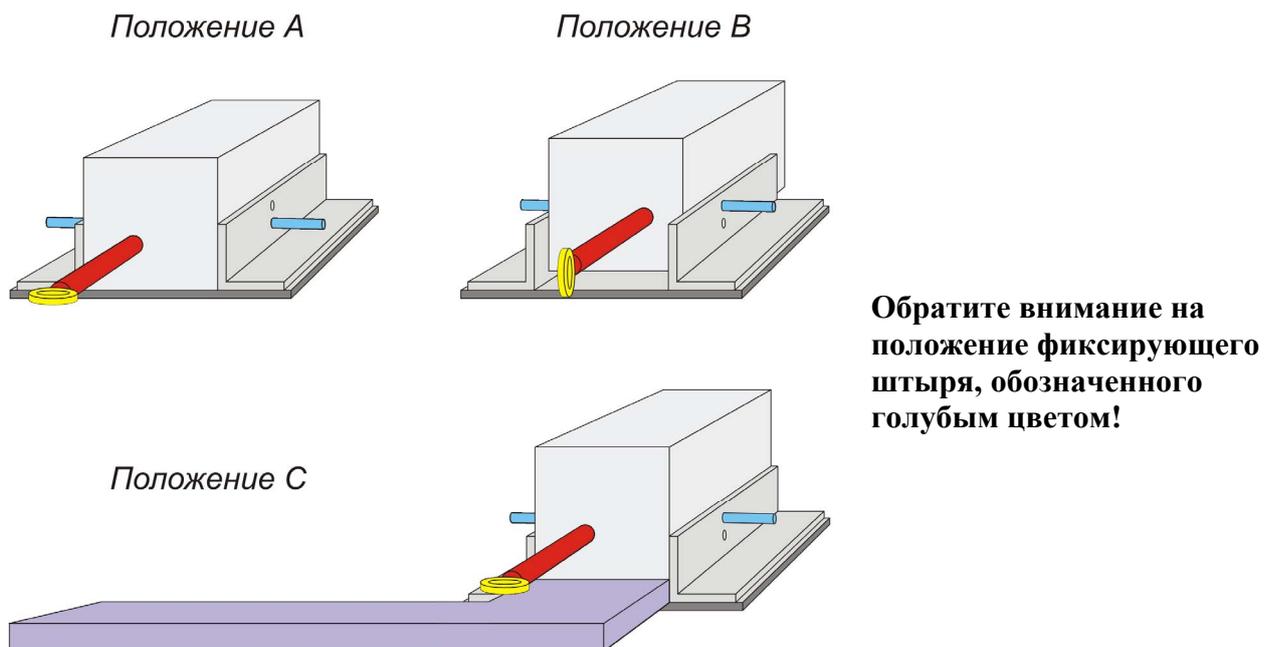
Установить число точек перестройки прибора по частоте, нажав **SWEEP** (панели прибора) → **Number of points** (на экране прибора) → 1601 → **OK**.

Установить полосу измерений 1 кГц: **POWER BW AVG** → 1kHz.

Запустить программу **METAMATERIAL** с рабочего стола.



Рис.34. Внешний вид векторного анализатора цепей Rohde&Schwarz ZVB20 [35].



Обратите внимание на положение фиксирующего штыря, обозначенного голубым цветом!

Рис.35. Схематичное изображение возможных положений блока приемной антенны.

Упражнение 1. Анализ свойств индивидуальных резонаторов.

Получить резонансную кривую для одного элемента – расщепленного кольца с впаянными емкостями. Расстояние между антеннами 15 мм. Плоскости антенн параллельны плоскости образца. Образец расположен по центру между антеннами. По резонансной кривой определить резонансную частоту ω и добротность Q элемента. Добротность Q численно равна отношению резонансной частоты ω к ширине резонансной кривой $\Delta\omega$ на уровне убывания амплитуды сигнала в $\sqrt{2}$ раз: $Q = \omega / \Delta\omega$.

Подключить к порту 1 прибора передающую антенну, закрепленную в образце 1. Передвинуть приемную антенну в начальное положение, нажав кнопку “Move to 0” в программе. Установить образец 1 так, чтобы центр кольца был под центром приемной антенны. При этом подложка образца должна плотно по всей длине прилегать к платформе экспериментальной установки. Это условие необходимо соблюдать при всех дальнейших измерениях.

Установить границы частотного диапазона измерений от 40 до 60 МГц, используя кнопки START и STOP на *панели прибора* и используя клавиатуру на *панели прибора*: START → 40 → M/m и STOP → 60 → M/m.

Установить удобный режим масштабирования на экране, нажав SCALE → Autoscale.

(в дальнейшем кнопки на *панели прибора* обозначаются заглавными буквами, например SCALE, а кнопки на *экране прибора* - обычными буквами, например Autoscale, знак → обозначает “потом нажмите”).

Определить резонансную частоту элемента: MARKER → MARKER FUCT → Max Search.

Спишите значение резонансной частоты с экрана прибора.

Определение добротности.

Переключить режим отображения резонансной кривой в линейный: FORMAT → More 1/2 → Lin Mag

Установить удобный режим масштабирования на экране, нажав SCALE → Autoscale.

Для более точного определения добротности необходимо сузить диапазон частот таким образом, чтобы было легко определить частоту на полувысоте. Например, сузить диапазон частот до 5 МГц, когда ясно видно и положение максимума, и уменьшение сигнала вдали от резонансной частоты.

Определить ширину резонансной кривой на полувысоте, нажав MARKER и вращая джог (для перемещения маркера по экрану). Вычислите значение добротности.

Упражнение 2. Исследование анизотропного коэффициента связи в МГц диапазоне.

Измерения проводятся для двух элементов. Плоскости антенн параллельны плоскости образцов. Излучатель (передающая антенна) находится под первым образцом. Перемещая приемную антенну, сканируется поле над первым и вторым образцами. Считая, что принимаемый сигнал пропорционален току в образце, из соотношения сигналов определить коэффициент связи. Коэффициент связи определяется для различных расстояний между образцами.

Величину коэффициента связи можно оценить по расщеплению резонансной кривой $\kappa=2\Delta\omega/\omega_0$, где $\Delta\omega$ - расщепление резонансной кривой (расстояние между максимумами), ω_0 - резонансная частота одного элемента.

ПЛАНАРНАЯ КОНФИГУРАЦИЯ

Вернуться в логарифмический масштаб отображения данных на экране прибора, нажав FORMAT → dB Mag.

Установить диапазон частот от 45 до 58 МГц (последовательность действий указана на стр. 30).

Поместить второй элемент на подложку образца 1 на расстоянии 1 мм от первого кольца.

SCALE → Autoscale.

Определить положение максимумов, используя маркер. Записать в таблицу 1.

Таблица 1. Коэффициент связи в планарной конфигурации в зависимости от расстояния между элементами.

	a , мм	ω_1 , МГц	ω_2 , МГц	$\Delta\omega$, МГц	$\kappa_{\text{планар}}$
1	24				
2	26				
3	28				
4	30				
5	36				
6	48				

Перейти в режим отображения фазы: FORMAT → More 1/2 → Unwrapped phase

Установить удобный режим масштабирования на экране, нажав SCALE → Autoscale.

Зарисовать полученную кривую (отметив положение максимумов)

Определить и записать в таблицу значение фазы на резонансных частотах.

Сохранить кривую в память прибора: TRACE FUNCT → (Data→Mem).

Измерить сигнал от второго элемента. Для этого установить приемную антенну над центром второго кольца, используя программу.

В окно программы (Position start) ввести значение координаты положения антенны над центром второго кольца в мм (в данном случае "24") и нажать в программе "кнопку" Move to start. Далее к расстоянию между кольцами прибавлять 23 мм - диаметр кольца, т.е. при расстоянии между кольцами 3 мм, в окно вводится "26" и т.д.

Установить удобный режим масштабирования на экране, нажав SCALE → Autoscale.

Зарисовать полученные кривые. Определить и записать значение фазы на резонансных частотах для сигнала от второго элемента.

Убедиться, что на нижнем резонансе токи в кольцах в противофазе, а на верхнем в фазе.

Отключить изображение сохраненной в памяти прибора кривой, нажав TRACE FUNCT → Show Mem.

Вернуть приемную антенну в начальное положение, используя программу.

Перейти в режим отображения амплитуды коэффициента передачи: FORMAT → dB Mag

Установить второй элемент на расстоянии 3 мм от первого.

Определить и записать резонансные частоты в таблицу.

Провести измерения резонансных частот для всех расстояний, указанных в таблице.

Посчитать коэффициент связи и представить график зависимости коэффициента связи в планарной конфигурации от расстояния.

АКСИАЛЬНАЯ КОНФИГУРАЦИЯ.

Установить блок приемной антенны в положение Б (Рис.35).

Передвинуть приемную антенну в начальное положение, используя программу.

Отсоединить образец 1 и подсоединить образец 2 для аксиального случая расположения элементов.

Установить образец так, чтобы антенна находилась напротив первого (закрепленного) кольца.

Отодвинуть второй (незакрепленный) элемент на максимально возможное расстояние.

Определить резонансную частоту.

Установить второй элемент на расстоянии 5 мм от края первого и определить расщепление резонанса и относительное изменение фазы, как было описано в первой части упражнения.

Выберите и установите удобный интервал частот.

Повторить все действия, выполненные для планарной конфигурации (кроме определения добротности). Расстояния между элементами даны в Табл.2. При перемещении приемной

антенны для измерения сигнала от второго элемента, принять во внимание, что в данном случае при введении в программу к расстоянию между элементами надо добавлять 5 мм (высоту элемента, а не диаметр, как в планарном случае). При первом расстоянии определить не только расщепление резонанса, но и относительное изменение фазы.

Таблица 2. Коэффициент связи в аксиальной конфигурации в зависимости от расстояния между элементами.

	a , мм	ω_1 , МГц	ω_2 , МГц	$\Delta\omega$, МГц	$K_{\text{аксиальн}}$
1	10				
2	15				
3	20				
4	25				
5	30				
6	40				
7	50				

Упражнение 3. Дисперсия магнитоиндуктивных волн. Прямая и обратная волна.

Исследуется дисперсия МИ волн в аксиальной и планарной цепочках в МГц диапазоне. Измерения проводятся на одномерной цепочке образцов. Возбуждающая антенна находится под первым образцом. Плоскости антенн параллельны плоскости образцов. Принимающая антенна сверху в планарном случае (или сбоку в аксиальном случае). Схема эксперимента показана на Рис.36. Перемещая приемную антенну, сканируется поле над центрами образцов (или сбоку). Используя готовую программу в MATLAB, получить дисперсионные зависимости $\omega(k)$.

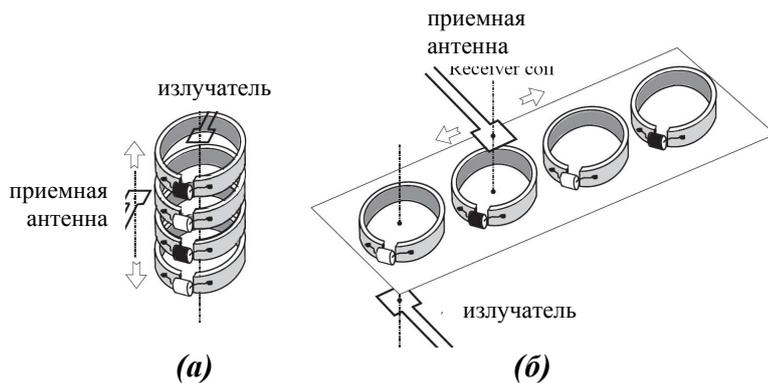


Рис.36. Магнитоиндуктивные волны в аксиальной (а) и планарной (б) цепочках в МГц диапазоне. Схема эксперимента

АКСИАЛЬНАЯ КОНФИГУРАЦИЯ.

Установить образец 3. Определить и записать расстояние (в мм) между центрами элементов.
Установить антенну в начальное положение (Move to 0). Убедиться, что антенна находится по центру первого элемента.

Ввести в программу начальное положение "0" (Position start);

ввести шаг сканирования "24" (Position step);

ввести число точек "16" (Position points);

ввести интервал частот "43" и "60" (Freq.range);

ввести число точек перестройки прибора по частоте "1601" (Freq.points);

ввести название сохраняемого файла "ФИОex3ax" (Title);

ввести комментарий "аксиальная линия, 16 элементов, дата и т.д." (Comment);

запустить программу сканирования (START).

ПЛАНАРНАЯ КОНФИГУРАЦИЯ.

Установить блок приемной антенны в положение А (Рис.35).

Установить и подключить образец 4.

Определить и записать расстояние между центрами элементов.

Перевести приемную антенну в начальное положение (Move to 0).

Провести аналогичные измерения для планарной конфигурации.

Не забудьте изменить название файла, иначе будут потеряны данные предыдущего измерения. Например, ввести название сохраняемого файла "ФИОехЗах" (Title);

Обработка результатов измерения.

Запустить MATLAB. Установить рабочую директорию (уточните ее у преподавателя), используя команду: `cd('полный путь к директории')` → (enter) .

Если Вы обрабатываете данные дома, то самостоятельно выбираете ту директорию, где сохранены данные и m-файлы.

Запустить программу `disp_planar_line`, набрав в командной строке `disp_planar_line` → (enter).

По запросу ввести: - имя файла, в котором были сохранены данные этого упражнения;

- резонансную частоту в МГц;

- добротность и коэффициент связи в планарной конфигурации для соответствующего расстояния между элементами.

Эти параметры были определены в Упр.1.

Сохранить полученный график в формате `jpg`, используя `File` → `Save as`

Запустить программу `axial_line`, набрав в командной строке `axial_line` → (enter).

По запросу ввести: - имя файла, в котором были сохранены данные этого упражнения;

- резонансную частоту в МГц;

- добротность и коэффициент связи в аксиальной конфигурации для соответствующего расстояния между элементами.

Эти параметры были определены в Упр.1.

Сохранить полученный график в формате `jpg`, используя `File` → `Save as`

Упражнение 4. Исследование передаточных свойств магнитоиндуктивного волновода с управляемым коэффициентом связи.

Проводится экспериментальное исследование передаточных свойств магнитоиндуктивных волноводов с управляемым коэффициентом связи. Демонстрируется возможность вариации трансмиссии до 80 дБ. Используются два планарных слоя элементов. Нижний слой закреплен. Расстояние между слоями варьируется в пределах 10-25 мм. Возбуждается первый элемент. Принимающая антенна расположена над последним элементом верхнего слоя. Верхний слой с приемной антенной автоматически перемещается относительно нижнего слоя. Схема эксперимента показана на Рис. 37. Измеряется изменение передаточной функции в зависимости от относительного смещения слоев.

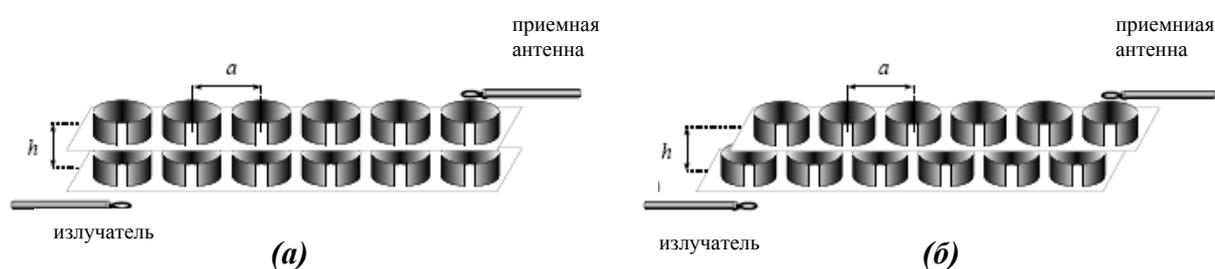


Рис.37. Связанные волноводы с управляемым коэффициентом связи – схема эксперимента: не сдвинутые линии (а) и сдвинутые на полпериода (б). h – расстояние между линиями, a – период линии.

Установить и подключить образец 5.

Установить блок приемной антенны в положение С (Рис.35) вместе с планарной линией на подложке из оргстекла.

В программе задать начальное положение "250" (Position start) и установить приемную антенну в это положение (Move to Start).

Перемещая образец 4 и подложку из оргстекла, установить элементы строго друг над другом. (Нижняя подложка должна плотно по всей длине прилегать к платформе установки).

Установить частотный интервал 40-70 МГц и зарисовать полученную резонансную кривую.

Определить средний уровень сигнала в центральном минимуме и его частоту.

Передвинуть верхнюю линию на полпериода:

В программе задать начальное положение "262" (Position start) → (Move to Start).

Зарисовать полученную резонансную кривую. Оценить уровень сигнала на частоте, соответствующей минимуму сигнала при начальном положении.. Определить изменение коэффициента передачи связанного волновода (разность между max и min).

Вернуть систему в исходное состояние "250" (Position start) → (Move to Start) и визуально проверить центровку элементов.

Запустить программу автоматизированного измерения:

ввести в программу начальное положение "250" (Position start);

ввести шаг сканирования "1" (Position step);

ввести число точек "100" (Position points);

ввести интервал частот "40" и "70" (Freq.range);

ввести число точек перестройки прибора по частоте "1601" (Freq.points);

ввести название сохраняемого файла "Meas4" (Title);

введите комментарий "МИ-волновод 16 элементов, дата и т.д." (Comment);

(Start).

Перейти в программе в режим развертки по координате смещения верхней линии, установив переключатель в левом нижнем углу окна программы в положение (Freq). Передвигая ползунок в окне программы и изменяя частоту, выбрать частоту, на которой происходит наибольшее изменение коэффициента связи при относительном сдвиге линий в пределах смещения на один период. Определить максимальное изменение коэффициента передачи связанного волновода.

Обработка результатов измерения.

Запустить в MATLAB программу waveguide_shift. Ввести по запросу имя файла. Сохранить полученный рисунок. Определить частотный диапазон и величину сдвига слоев, когда происходит максимальное изменение передаточной функции. Оценить максимальное изменение передаточной функции.

Упражнение 5. Магнитоиндуктивная супер-линза в МГц диапазоне.

Проводится экспериментальное исследование субволновой линзы ближнего поля на основе двухслойной магнитоиндуктивной структуры, позволяющей трансляцию радиосигналов с субволновым разрешением.

Для проведения измерений используются две одномерные цепочки МГц элементов. Расстояние между центрами элементов в линии 24 мм (1 мм между краями образцов). Возбуждающая антенна находится под центральным элементом нижнего слоя. Сканируется поле над верхним слоем. Схема эксперимента показана на Рис.38. Измерения проводятся при разных расстояниях между слоями. В каждом случае строится дисперсионная кривая, определяется расстояние, при котором около резонансной частоты возникает stop-band и возможно получение изображения с субволновым разрешением.

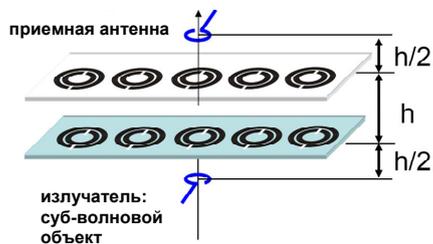


Рис.38. Магнитоиндуктивная линза. Схема эксперимента

Установить блок приемной антенны в положение А (Рис.35).

Установить и подключить образец 6.

Передвинуть в автоматическом режиме приемную антенну в начальное положение (Move to 0).

Убедиться, что антенна находится по центру первого элемента.

На нижнюю планарную линию элементов установить верхнюю линию элементов с тремя дополнительными пустыми подложками. Убедиться, что края всех подложек выровнены, и центр первого элемента совпадает с центром приемной антенны. В аксиальном направлении расстояние между центрами колец составляет в этом случае 25 мм.

Запустить программу автоматического сканирования сигнала над центрами элементов:

вести в программу начальное положение "0" (Position start);

вести шаг сканирования "24" (Position step);

вести число точек "15" (Position points);

вести интервал частот "40" и "65" (Freq.range);

вести число точек перестройки прибора по частоте "1601" (Freq.points);

вести название сохраняемого файла "ФИОex4h25" (Title);

можно ввести комментарий "суперлинза, 2*15 элементов, h=25 mm, дата и т.д." (Comment); (Start).

Изменить расстояние между слоям. Для этого убрать одну дополнительную пустую подложку и поместить ее под образец 6 (чтобы сохранить расстояние между верхним слоем элементов и приемной антенной).

Передвинуть приемную антенну в начальное положение (Move to 0). Убедиться, что антенна находится по центру первого элемента. На нижнюю планарную линию элементов установить верхнюю линию элементов с двумя дополнительными пустыми подложками. Убедиться, что края всех подложек выровнены, и центр первого элемента совпадает с центром приемной антенны. В аксиальном направлении расстояние между центрами колец составляет 20 мм.

Запустить программу автоматического сканирования.

Не забудьте изменить название файла и комментарий!

Повторить те же измерения для расстояния в аксиальном направлении 15 и 10 мм.

Обработка результатов измерений.

Запустить в Matlab программу lens:

ввести соответствующие имена файлов, сохраненных при выполнении упражнения.

Сохранить рисунок. Определить в каком частотном интервале возможно получить изображение точечного источника. Определить разрешающую способность магнитоиндуктивной линзы.

Запустить программу disp_double_line

По запросу ввести: - имя файла для расстояния 10 мм;

- расстояние между слоями в аксиальном направлении: 10
- соответствующий коэффициент связи в аксиальном направлении;
- соответствующий коэффициент связи в планарном направлении;

Сохранить полученный рисунок.

Подобным образом обработать данные для измерений при расстояниях между слоями 15 и 20 мм.

Контрольные вопросы.

Что такое метаматериалы?

В каких средах возможен отрицательный коэффициент преломления?

Что кроме индивидуальных свойств элементов определяет свойства метаматериальной среды?

Почему при аксиальном расположении элементов коэффициент связи положителен, а при планарном - отрицателен? Существует ли взаимное расположение элементов, при котором коэффициент связи обращается в нуль?

Что такое магнитоиндуктивные волны?

В каком случае в метаматериальной среде распространяется прямая магнитоиндуктивная волна, а в каком - обратная?

Что является причиной расщепления дисперсии магнитоиндуктивных волн в двухслойной структуре?

Возможно ли получить полосу затухания на резонансной частоте?

Каким образом возможно получение изображения точечного объекта с субволновым разрешением при помощи магнитоиндуктивной линзы?

Почему при сдвиге линий на полпериода передаточная функция возрастает, хотя при этом коэффициент связи между линиями практически равен нулю?

Литература

1. Веселаго В. Г. (1968). Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ . УФН, 92, 517-522.
2. Schuster A. (1904). An introduction to the theory of optics. Edward Arnold, London.
3. Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J. and Stewart W.J. (1999). Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. IEEE Trans. Microw. Tech., 47, 2075-2084.
4. Shelby R.A., Smith D.R. and Schultz S. (2001) Experimental verification of a negative index of refraction. Science, 292, 77-79.
5. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C. and Schultz S. (2000) . Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. Phys. Rev.Lett., 84, 4184-4187.
6. Panina et al. 2002.
7. Pendry J.B. (2000). Negative refraction makes a perfect lens. Phys. Rev.Lett., 85, 3966-3969.
8. Wiltshire M.C.K., Pendry J.B., Young I.R., Larkman J., Gildirdale D.J. and Hajnal J.V. (2001) Micristructed magnetic materials for radio frequency operation in magnetic resonance imaging (MRI). Science, 291, 849-851..
9. Wiltshire M.C.K., Hajnal J.V., Pendry J.B., Edwards D.J., and Stevens C.J. (2003a) Metamaterial endoscope for magnetic field transfer: near field imaging with magnetic wires. Opt. Exp., 11, 709-715.
10. Pendry J.B. (2004) A chiral route to negative refraction. Science, 306, 1353-1355.
11. Marques R., Medina F. and Ruffi-EI-Idrissi R. (2002) Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed materials. Phys. Rev.B., 65, 144440-1-6.
12. Shamonina E., Kalinin V.A., Ringhofer K.H. and Solymar L. (2002a) Magneto-inductive waveguide. Electron. Lett., 38, 371-372.
13. Brillouin L. (1953). Wave propagation in periodic structures. Dover, New York.
14. Shamonina E., Kalinin V.A., Ringhofer K.H. and Solymar L. (2002b) Magnetoinductive waves in one, two and three dimensions. J. Appl. Phys., 92, 6252-6261.
15. Syms R.R.A, Shamonina E., Kalinin V., and Solymar L. (2005a). A theory of metamaterials based on periodically loaded transmission lines: Interaction between magnetoinductive and electromagnetic waves. J. Appl. Phys., 97, 064909-1-6.
16. Syms R.R.A, Shamonina E., and Solymar L. (2005b). Positive and negative refraction of magnetoinductive waves in two dimensions. Eur. Phys. J.B., 46, 301-308.
17. Sydoruk O, Zhuromskyy O., Shamonina E., and Solymar L. (2005). Phonon-like dispersion curves for magnetoinductive waves. J. Appl. Phys., 87, 072501-1-3.
18. Wiltshire M.C.K., Shamonina E., Young I.R., and Solymar L. (2003b). Dispersion characteristics of magneto-inductive waves: comparison between theory and experiment.. Electron. Lett., 39, 215-217.
19. Wiltshire M.C.K., Shamonina E., Young I.R., and Solymar L. (2004b). Dispersion characteristics of magneto-inductive waves: comparison between theory and experiment.. Electron. Lett., 39, 215-217 Experimental and theory study of magneto-inductive waves supported by one-dimensional arrays of "Swiss Rolls". J. Appl. Phys., 95, 4488-4493.

20. Sydoruk O, Radkovskaya A., Zhuromskyy O., Shamonina E., Shamonin M., Stevens C.J., Edwards D.J., Faulkner G., and Solymar L. (2006) Tailoring the near-field guiding properties of magnetic meta-materials with two resonant elements per unit cell., *Phys. Rev. B*, 73, 224406-1-12.
21. Syms R.R.A, Young I.R., and Solymar L. (2006). Low-loss magnetoinductive waveguides. *J. Phys. D: Appl.Phys*, 39, 1945-11951.
22. Sydoruk O, Shamonin M., Radkovskaya A., Zhuromskyy O, Shamonina E., Trautner R., Stevens C.J., Faulkner G., Edwards D.J., and Solymar L. (2007). A mechanism of subwavelength imaging with bi-layered magnetic metamaterials: theory and experiment. *J. Appl. Phys.*, 101, 073903-1-8.
23. Syms R.R.A, Sydoruk O, Shamonina E., and Solymar L. (2007a). Higher order interactions in magnetoinductive waveguides. *Metamaterials*, 1, 44-51.
24. Shamonina E., and Solymar L. (2004). Magneto-inductive waves supported by metamaterial elements: components for one-dimensional waveguide. *J. Appl. Phys.*, 37, 362-267.
25. Syms R.R.A, Solymar L., and Shamonina E. (2005c). Absorbing terminations for magnetoinductive waveguides. *IEEE Proc. Microw. Ant. Prop.*, 152, 77-81.
26. Syms R.R.A, Shamonina E., and Solymar L. (2006a). Magnetoinductive waveguide devices. *IEEE Proc. Microw. Ant. Prop.*, 153, 111-121.
27. Shamonina E., and Solymar L. (2006). Properties of magnetically coupled metamaterial elements. *J. Magn. Magn. Mater.*, 300, 38-43.
28. Shamonina E. (2008) Slow waves in magnetic metamaterials: history, fundamentals and application, *Phys. Stat. Sol. B.*, 245, 1471-1482.
29. Shamonina E., and Solymar L. (2009). *Waves in Metamaterials*. Oxford Univ. Press., Oxford.
30. Radkovskaya A., Sydoruk O, Shamonin M., Stevens C.J., Faulkner G., Edwards D.J., Shamonina E., and Solymar L. (2007b). Transmission properties of two shifted magnetoinductive waveguides, *Microw. Opt. Technol. Lett.* 49, 1054-1058.
31. Freire M.J. and Marques R., (2005) A planar magnetoinductive lens for 3D subwavelength imaging. *Appl. Phys. Lett.*, 87, 182505.
32. Freire M.J. and Marques R., (2006) Near-field imaging in the megahertz range by strongly coupled magnetoinductive surfaces *J. Appl. Phys.*, 100, 063105-1-9.
33. Radkovskaya A., Shamonin M., Stevens C.J., Edwards D.J., Shamonina E., Solymar L. (2006) An experimental study of the properties of magnetoinductive waves in the presence of retardation, *J. Magn. Magn. Mater.*, 300, 29.
34. Hesmer F., Tatartschuk E., Zhuromskyy O., Radkovskaya A., Shamonin M., Hao T., Stevens C.J., Edwards D.J., Faulkner G. and Shamonina E. (2007). Coupling mechanisms for split ring resonators: Theory and experiment, *Phys Stat Sol B*, 244, 1170-1174.
35. R&S ZVB Vector Network Analyzers. Product brochure. ROHDE&SCHWARZ. Version 06.00. Dec. 2007.

Оглавление

Введение	1
Метаматериалы. Отрицательный коэффициент преломления	2
Магнитоиндуктивные волны	10
Дисперсионное соотношение	12
Согласование линии передач	16
Возбуждение линии	16
Управление дисперсионными свойствами	17
Связанные линии	20
Суперлинза	23
Метаматериалы в ГГц и ТГц диапазоне частот	26
	29
Проведение эксперимента и обработка данных	
<i>Упражнение 1.</i> Анализ свойств индивидуальных резонаторов	30
<i>Упражнение 2.</i> Исследование анизотропного коэффициента связи в МГц диапазоне	31
<i>Упражнение 3.</i> Дисперсия магнитоиндуктивных волн. Прямая и обратная волна	34
<i>Упражнение 4.</i> Исследование передаточных свойств магнитоиндуктивного волновода с управляемым коэффициентом связи	36
<i>Упражнение 5.</i> Магнитоиндуктивная супер-линза в МГц диапазоне	38
Контрольные вопросы	40
Литература	41