



МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА



ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
Кафедра магнетизма

**Фононоподобная дисперсия в дискретных
магнитных метаматериалах в МГц диапазоне**

Дипломная работа
студентки 6 курса
Г.С. Пальвановой

Научный руководитель
доцент **А.А. Радковская**

Зав.кафедрой магнетизма
профессор

Н.С.Перов

Москва
2013

Оглавление

Введение.....	2
Глава 1 Магнитные метаматериалы	4
1.1 Основные свойства метаматериалов.....	4
1.2 Магнитоиндуктивные волны.....	6
1.2.1. Прямые и обратные МИ волны в моноатомной одномерной цепочке.....	6
1.2.2. Фононоподобная дисперсия в биатомной одномерной цепочке.....	9
1.3 Способы создания биатомных метаматериалов	12
1.3.1. Использование метаатомов разных сортов	12
1.3.2. Использование метаатомов одного сорта.....	14
Глава 2. Методика определения коэффициента взаимодействия, измерительная установка и образцы.....	15
2.1 Описание измерительной установки.....	15
2.2 Метаатомы в МГц диапазоне и их индивидуальные свойства.....	17
2.3 Методика определения коэффициента взаимодействия метаатомов.....	19
2.4 Выбор режима измерения.....	22
2.5 Методика обработки экспериментальных данных.....	25
Глава 3. Результаты и их обсуждение.....	27
3.1 Взаимодействие двух элементов.....	27
3.1.1 Определение знака коэффициента взаимодействия по расщеплению резонансных кривых двух взаимодействующих элементов.....	27
3.1.2. Зависимость коэффициента взаимодействия от расстояния между метаатомами в аксиальной конфигурации в МГц диапазоне.....	38
3.1.3. Уточнение методики определения коэффициента взаимодействия.....	31
3.2 Дисперсионные свойства моноатомного метаматериала.....	34
3.2.1. Влияние коэффициента взаимодействия на дисперсию в моноатомных магнитных метаматериалах.....	34
3.2.2. Учет влияния взаимодействия со второй координационной сферой.....	39
3.2.3. Возникновение электрического взаимодействия при уменьшении расстояния между элементами.....	40
3.3 Дисперсионные свойства биатомного метаматериала.....	42
3.3.1 Влияние коэффициента взаимодействия на расщепление дисперсии в биатомных магнитных метаматериалах	42
3.3.2. Влияние электрического взаимодействия.....	47
Основные результаты и выводы.....	49
Литература.....	50

Введение

Метаматериалами называются искусственно созданные «кристаллы» с необычными электромагнитными свойствами. Возникновение этих свойств обусловлено тем, что такой «кристалл» состоит из периодической структуры «метаатомов» - резонансных элементов. Свойства структуры, созданной из «метаатомов», упорядоченных особым образом, отличаются от свойств, наблюдаемых в обычных природных материалах. Зная свойства «метаатомов» и механизм взаимодействия между ними, можно заранее определить электромагнитные свойства материала. В том числе можно создать материал со свойствами, недостижимыми в природных материалах, например с отрицательным коэффициентом преломления [1,2]. Использование метаматериалов в МГц диапазоне имеет большие потенциал для применения в медицине для ускорения процесса получения изображения в магнитно-резонансной томографии [3], так как, будучи нечувствительными к постоянному магнитному полю, метаматериалы могут быть использованы для детектирования слабых сигналов от человеческого тела. Однако для этого необходимо получить возможность управлять дисперсионными характеристиками метаматериалов.

В качестве «метаатомов» в МАГНИТНЫХ метаматериалах используются металлические резонансные элементы, которые, как правило, представляют собой расщепленные металлические кольца с впаянной емкостью или без нее, и взаимодействуют с магнитной составляющей электромагнитной волны. Размеры элементов малы по сравнению с длиной падающей электромагнитной волны в МГц и ГГц диапазонах и волна взаимодействует с метаматериалом как с непрерывной средой.

Резонансные элементы, расположенные рядом, взаимодействуют между собой, и это взаимодействие приводит к возникновению магнитоиндуктивных волн [4]. Они являются медленными волнами, так как распространяются со скоростью меньше скорости света. Благодаря этим медленным волнам магнитные метаматериалы могут служить основой ряда устройств по управлению ближним электромагнитным полем, включая линзы ближнего поля, и возможность миниатюризации волноводных устройств и антенн [5].

Дисперсионные характеристики метаматериалов существенно зависят от коэффициента взаимодействия элементов в структуре. Если коэффициент взаимодействия положителен, то по структуре распространяются прямые магнитоиндуктивные волны, для которых направления групповой и фазовой скоростей совпадают. Если же коэффициент взаимодействия отрицателен, то по структуре распространяются обратные волны, и фазовая и групповая скорости направлены в противоположные стороны [6]. Благодаря

возникновению магнитоиндуктивных волн и их свойствам можно создать устройства, управляющие ближним электромагнитным полем, уменьшать размеры волноводных устройств и антенн.

Можно создавать метаматериалы с различными свойствами, в том числе биатомные, в которых дисперсионная кривая расщепляется на две ветви, подобно фононам в твердом теле [7,8]. Но, в отличие от твердого тела, биатомные магнитные материалы можно создать не только из разных элементов, но и из одинаковых элементов, расположенных на разных расстояниях. В обоих случаях на резонансной частоте возникает полоса поглощения и такие материалы можно использовать для создания суперлинзы с разрешающей способностью, превосходящей дифракционный предел [9,10]. Более того, использование метаматериалов имеет большие перспективы для создания экранов, полностью скрывающих предметы, т.е. делающих их невидимыми [11-15]. С помощью метаматериалов можно создавать структуры с заранее заданными свойствами.

Целью дипломной работы является исследование возможности создания биатомных магнитных метаматериалов, состоящих из идентичных «метаатомов» с различным взаимодействием между ними, и исследование их дисперсионных особенностей.

Глава 1. Магнитные метаматериалы

1.1 Основные свойства метаматериалов

Термин «метаматериалы» появился сравнительно недавно. Еще в 1967 году В.Г.Веселаго рассмотрел гипотетическую среду с одновременно отрицательными значениями диэлектрической (ϵ) и магнитной (μ) проницаемостями и показал, что в такой среде будет наблюдаться отрицательное преломление $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ [1,16]. Статья В.Г.Веселаго была воспринята как научный курьез, поскольку в природе такие материалы не существуют. Естественные или искусственные среды, у которых либо $\epsilon < 0$, либо $\mu < 0$ были известны достаточно давно, но только в 2000 году впервые был создан метаматериал с одновременно отрицательными ϵ и μ и экспериментально подтвержден отрицательный коэффициент преломления n при частоте 10 ГГц [17,18].

Взаимодействие света с обычными веществами обусловлено, как правило, электрической составляющей электромагнитной (ЭМ) волны. Это взаимодействие имеет резонансный характер, и резонансная частота определяется свойствами атомов вещества. Для того, чтобы материал реагировал на магнитную составляющую ЭМ излучения, в атомах должно присутствовать явление магнитного резонанса на определенных частотах. Но мы не можем изменять свойства атомов или устанавливать их на произвольном расстоянии. И здесь решением может быть создание искусственных сред, метаматериалов, свойствами которых можно управлять, меняя параметры индивидуальных резонаторов и взаимодействие между ними (Рис.1)

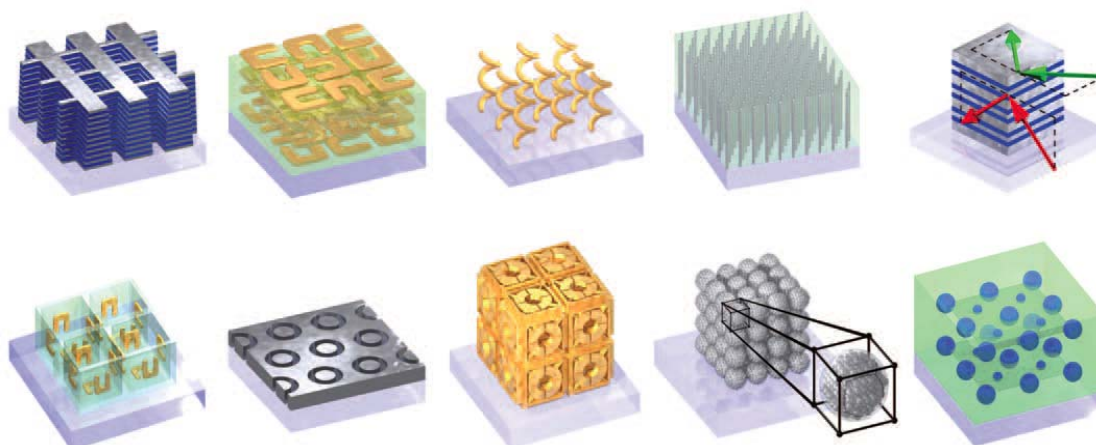


Рис 1а. Примеры 3D метаматериалов, состоящих из микрорезонаторов из работы [25]

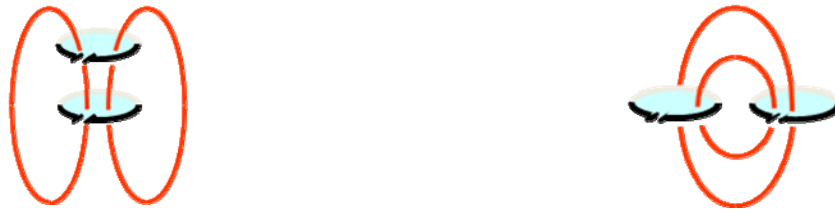


Рис.16. Механизм взаимодействия метаатомов в магнитных метаматериалах в МГц диапазоне.

В обычных кристаллах атомы упорядочены в решетке с определенным периодом, который, как и размеры атомов, много меньше длины волны падающего электромагнитного излучения. Метаматериалы же состоят из микрорезонаторов, которые сами состоят из большого числа атомов. Подбирая размеры элементов так, чтобы длина падающей ЭМ волны была много больше размеров элементов, можно создать материал с заранее заданными свойствами. Так же появляется возможность управлять свойствами метаматериалов, изменяя параметры элементов или их взаимодействие между собой.

1.2 Магнитоиндуктивные волны

1.2.1. Прямые и обратные магнитоиндуктивные волны в моноатомной одномерной цепочке

Как отмечалось выше, в качестве метаатомов в метаматериалах используются резонансные элементы, как правило, представляющие собой расщепленные кольца. Эти элементы могут быть рассмотрены как простейшие LC-контур [4]. Резонансный элемент может быть охарактеризован двумя параметрами: резонансной частотой

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (1.1)$$

и добротностью

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (1.2)$$

где L - индуктивность, C - емкость, и R - сопротивление резонансного контура.

Вблизи резонанса элементы сильно реагируют на внешнее переменное магнитное поле. Возбуждение элементов распространяется по структуре подобно волне: переменный ток в одном элементе создает переменное магнитное поле, которое возбуждает в следующем элементе ток, создающий магнитное поле, возбуждающее следующий элемент и т. д. Таким образом, взаимодействие элементов приводит к новому явлению – возникновению магнитоиндуктивных (МИ) волн [4].

Если резонансные элементы имеют вид расщепленных колец, то, в зависимости от расположения элементов (аксиального или планарного), во втором элементе направление наведенного тока может быть таким же, как в первом, или обратным. Так в аксиальной структуре токи в соседних элементах будут в фазе. В планарной структуре при том же предположении токи в соседних элементах будут в противофазе. Итак, по структуре будут распространяться магнитоиндуктивные волны. Именно их дисперсионные характеристики определяют свойства метаматериала и особенности его взаимодействия с электромагнитным излучением.

В простейшем случае одномерной цепочки резонансных элементов, при учете связи только между ближайшими соседями, дисперсионное соотношение для МИ волн можно получить, записав закон Кирхгофа для цепочки магнитно-связанных контуров.

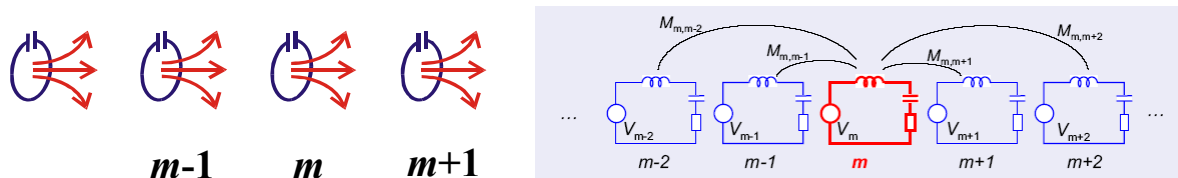


Рис.2. Схема одномерной цепочки (слева) и эквивалентных взаимодействующих LC-контуров (справа).

Взаимосогласованное соотношение в этом случае имеет вид:

$$Z_0 I_m + i\omega M(I_{m-1} + I_{m+1}) = 0, \quad (1.3)$$

где Z_0 – собственный импеданс контура, $Z_0 = i\omega L + \frac{1}{i\omega C}$, I_m – ток в контуре m , M – взаимоиנדукция элементов, зависящая от размеров колец, их расположения и магнитной проницаемости среды между ними [15].

Подставляя решение данного уравнения в виде $I_n = I_0 e^{-ikma}$, где a – расстояние между элементами (кольцами), можно с учетом потерь получить для одномерной моноатомной цепочки дисперсионное уравнение магнитоиндуктивных волн в виде [17]:

$$1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - \frac{i}{Q} + \kappa \cos ka = 0. \quad (1.4)$$

Соотношение (1.4) является дисперсионным уравнением МИ волн и в явном виде связывает значения частоты ω и волнового вектора k . Отношение $\kappa = 2M/L$ называется коэффициентом связи (или взаимодействия) метаатомов. В идеальном случае отсутствия потерь, дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \kappa \cos ka}}. \quad (1.5)$$

Из выражения (1.5) следует, что МИ волна распространяется в полосе частот, определяемой соотношением:

$$\frac{1}{\sqrt{1 + |\kappa|}} \leq \omega \leq \frac{1}{\sqrt{1 - |\kappa|}}. \quad (1.6)$$

Таким образом, ширина полосы пропускания зависит от величины коэффициента взаимодействия.

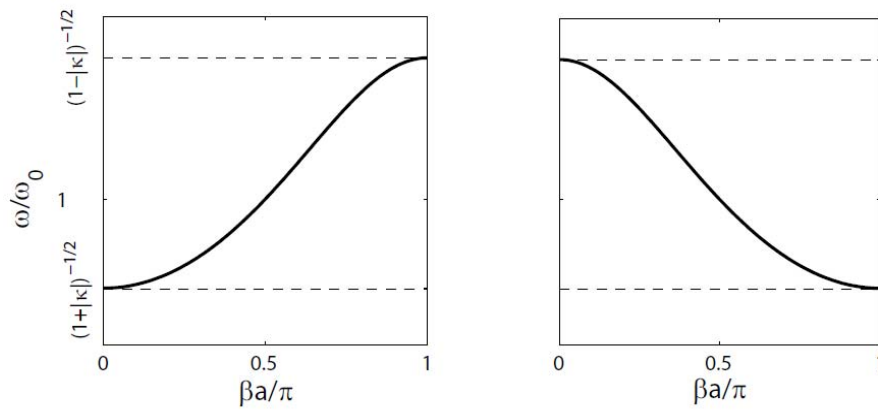


Рис. 3. Дисперсионные зависимости для аксиальной (слева) и планарной (справа) конфигурации метаматериальных цепочек в МГц диапазоне. В аксиальной линии распространяется прямая волна, в планарной линии - обратная.

Даже в простом случае, в МГц диапазоне для одномерного метаматериала из одинаковых элементов, дисперсия выглядит совершенно по разному в зависимости от знака коэффициента взаимодействия κ . В случае аксиального расположения элементов и положительного коэффициента взаимодействия, по структуре распространяется прямая МИ волна: дисперсия имеет положительный наклон, групповая ($v_{gp}=\omega/k$) и фазовая скорости ($v_{faz}=\partial\omega/\partial k$) – сонаправлены [19,20]. Когда элементы расположены планарно, коэффициент взаимодействия κ отрицательный, так как отрицательна взаимоиндукция M . В этом случае, магнитоиндуктивная волна является обратной волной: дисперсия имеет отрицательный наклон, и фазовая скорость направлена противоположно групповой (Рис.3). При переходе от одной структуры к другой возможна ситуация, когда $\kappa=0$, и расположенные рядом метаатомы не взаимодействуют [19,20]. Таким образом, из одних и тех же элементов можно создавать структуры с различными дисперсионными характеристиками.

Таким образом, изменяя параметры резонансных элементов (метаатомов) или взаимодействие между ними, можно создавать структуры с заранее заданными свойствами и управлять дисперсией МИ волн, меняя ее наклон и ширину полосы пропускания.

1.2.2 Фононоподобная дисперсия в биатомной одномерной цепочке

Для расширения возможностей практического применения магнитных метаматериалов нужно иметь возможность управлять шириной полосы пропускания. В МГц диапазоне при планарном расположении элементов полоса пропускания МИ волн довольно узкая, что нежелательно для использования на практике. Как отмечалось выше, размеры элементов и расстояние между ними намного меньше длины падающей ЭМ волны, и можно использовать аналогию между МИ волнами и фононами в твердом теле и создать биатомный метаматериал.

Из теории твердого тела известно, что дисперсионные характеристики фононов в биатомном кристалле существенно отличаются от дисперсии фононов в кристалле, состоящем из идентичных атомов [7]. Вместо одной (прямой) волны по структуре распространяются две волны – прямая и обратная. Дисперсионная кривая расщепляется на две ветви, акустическую (лежащую ниже по частоте) и оптическую (лежащую выше по частоте) (Рис.4). Колебания соседних элементов структуры в акустической ветви происходят в фазе (в начале полосы пропускания при малых значениях волнового вектора k), а в оптической – в противофазе (в начале полосы пропускания при малых значениях k). Заметим здесь, что коэффициент упругости, выполняющий роль коэффициента взаимодействия, в этом случае всегда больше нуля. Дисперсионное уравнение фононов в биатомном твердом теле имеет вид:

$$\omega^2 = \frac{K+G}{M} \pm \frac{1}{M} \sqrt{K^2 + G^2 + 2KG \cos ka}, \quad (1.7)$$

где K и G – коэффициенты упругости пружин, M – масса элемента.

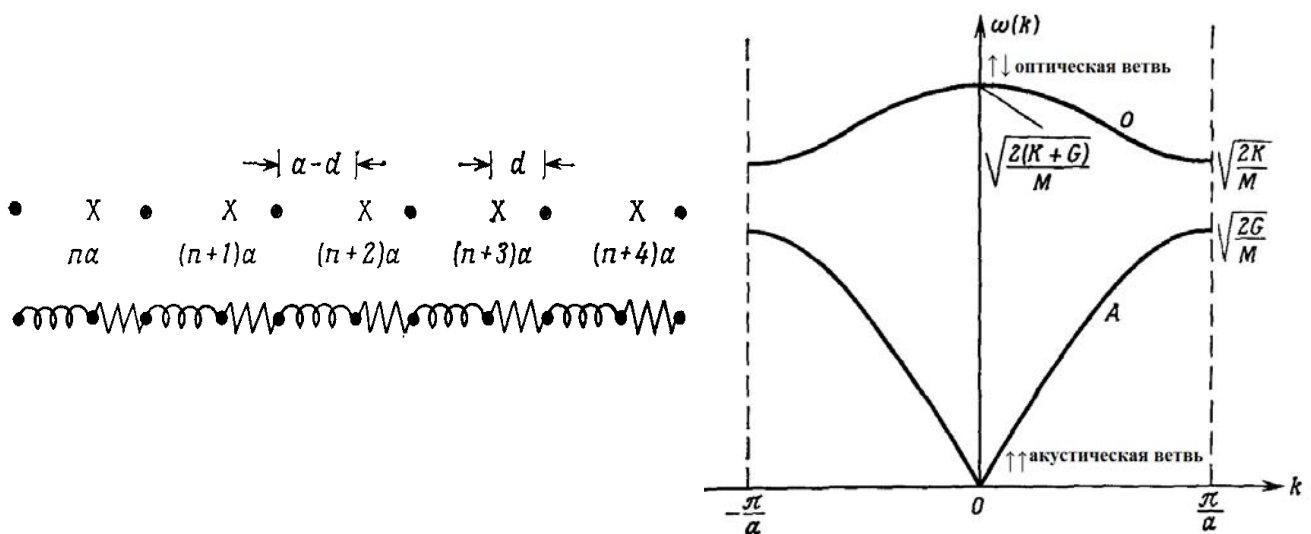


Рис.4. Схематичное изображение одномерного биатомного кристалла с разным взаимодействием между атомами (слева), расщепление дисперсии фононов на две ветви – акустическую и оптическую (справа) [7].

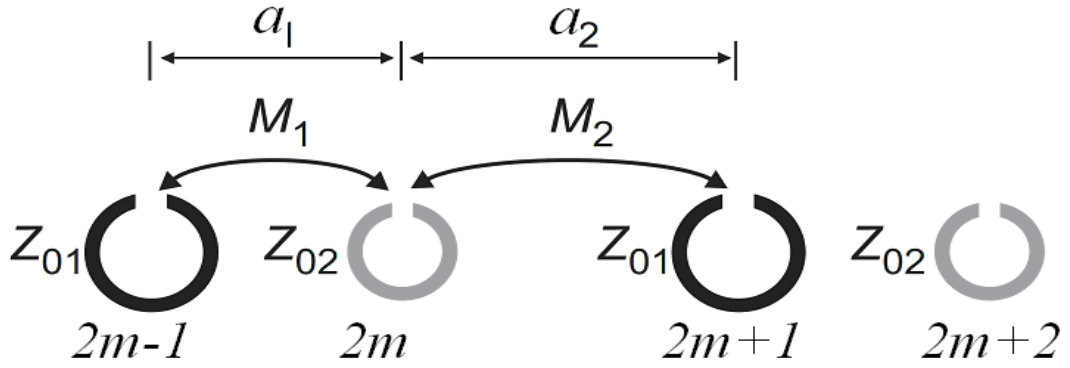


Рис.5. Схематичное изображение одномерного биатомного метаматериала в общем случае, когда имеется два сорта метаатомов и два коэффициента взаимодействия. M_1 и M_2 взаимоиндукции элементов, находящихся на расстоянии a_1 и a_2 , и обладающих импедансом Z_{01} и Z_{02} , соответственно [21].

Используя аналогию с твердым телом можно создать и биатомный магнитный метаматериал .

Впервые биатомные метаматериалы были рассмотрены в работе [8]. Схематичное изображение бипериодической структуры показано на Рис. 5.

Так как материал состоит из двух подрешеток, то и законов Кирхгофа для описания такой системы понадобится два:

$$Z_{02}I_{2n+1} + i\omega M_2 I_{2n} + i\omega M_1 I_{2n+2} = 0,$$

$$Z_{01}I_{2n} + i\omega M_1 I_{2n-1} + i\omega M_2 I_{2n+1} = 0.$$

В бипериодической системе метаатомов тоже происходит расщепление на две ветви – прямую и обратную, т.е. возникает фононо-подобная дисперсия [8,17]. В общем случае бипериодичность возникает, когда отличаются и параметры индивидуальных элементов, и взаимодействие между ними, т.е. $Z_{01} \neq Z_{02}$, $M_1 \neq M_2$.

Проводя аналогию с дисперсией фононов, видно, что импеданс элементов Z_{0i} – является аналогом массы, а взаимоиндукция M – жесткости пружин, при этом коэффициент взаимодействия для фононов всегда больше нуля. В то время как в МГц диапазоне для магнитных метаматериалов, состоящих из одних и тех же элементов, можно менять не только величину κ , но и знак, всего лишь изменяя их взаимное расположение. Например, в аксиальной конфигурации $\kappa > 0$, в планарной конфигурации $\kappa < 0$.

Итак, у фононов в биатомной цепочке есть две полосы зоны пропускания. Когда дело касается фононов в твердом теле, 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.

Уравнение дисперсии магнитоиндуктивных волн для одномерной биатомной цепочки имеет вид [17]:

$$\cos\left(\frac{k(a_1 + a_2)}{2}\right) = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{-\frac{Z_{01}Z_{02}}{\omega^2} - (M_1 - M_2)^2}}{\sqrt{M_1M_2}}, \quad (1.8)$$

где

$$Z_{01,2} = i\left(\omega L_{1,2} - \frac{1}{\omega C_{1,2}}\right) = i\omega L_{1,2}\left(1 - \frac{\omega_{01,2}^2}{\omega^2}\right) \quad (1.9)$$

- импеданс резонансных элементов первой и второй подрешеток, соответственно, а $\omega_{1,2}$ резонансные частоты элементов разных подрешеток, $a_{1,2}$ – расстояние между центрами элементов, $L_{1,2}$ – индуктивность элементов, $M_{1,2}$ – коэффициент взаимной индукции (взаимная индуктивность) элементов.

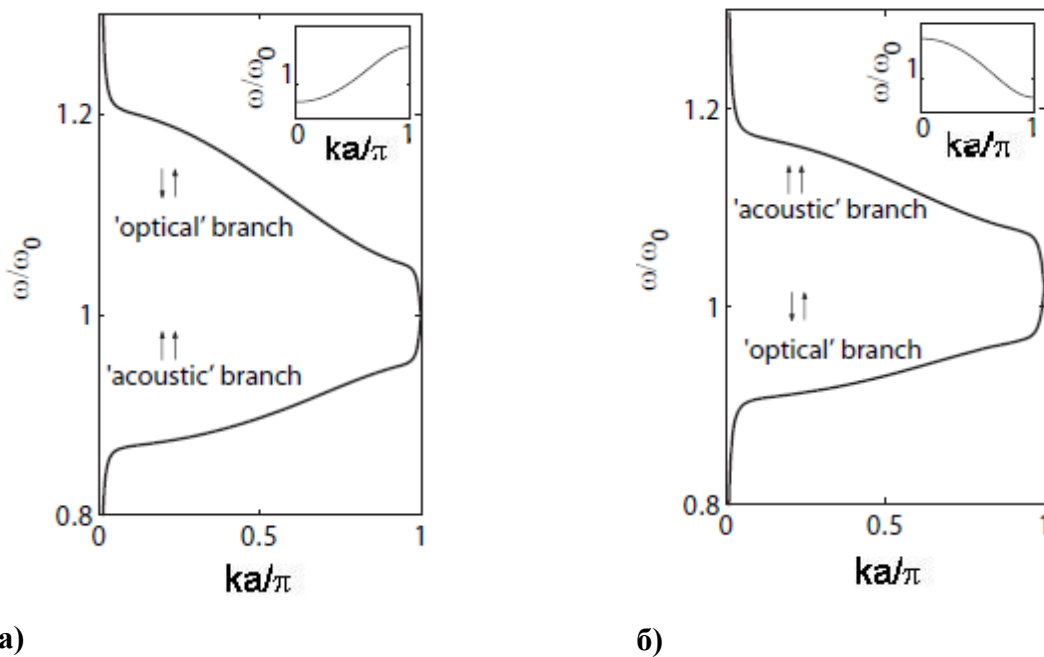


Рис.6. Расщепление дисперсионной кривой МИ волн в биатомном метаматериале с положительным (а) и отрицательным (б) коэффициентом взаимодействия к [21].

1.3 Способы создания биатомных метаматериалов

1.3.1 Использование метаатомов разных сортов

В отличие от твердого тела, биатомные магнитные метаматериалы можно создать двумя способами. Первый, как и в обычных кристаллах, – использование метаатомов двух разных сортов. На Рис.7 из работы [17] схематически показано изображение биатомного метаматериала, состоящего из метаатомов двух сортов, в планарной (а) и аксиальной (в) конфигурации. Биатомность в этом случае создается за счет использования элементов с разной резонансной частотой. Как отмечалось выше, импеданс элементов Z_{0i} – является аналогом массы, значит структуры на рис.7 (а,в) будут эквиваленты твердому телу с двумя подрешетками.

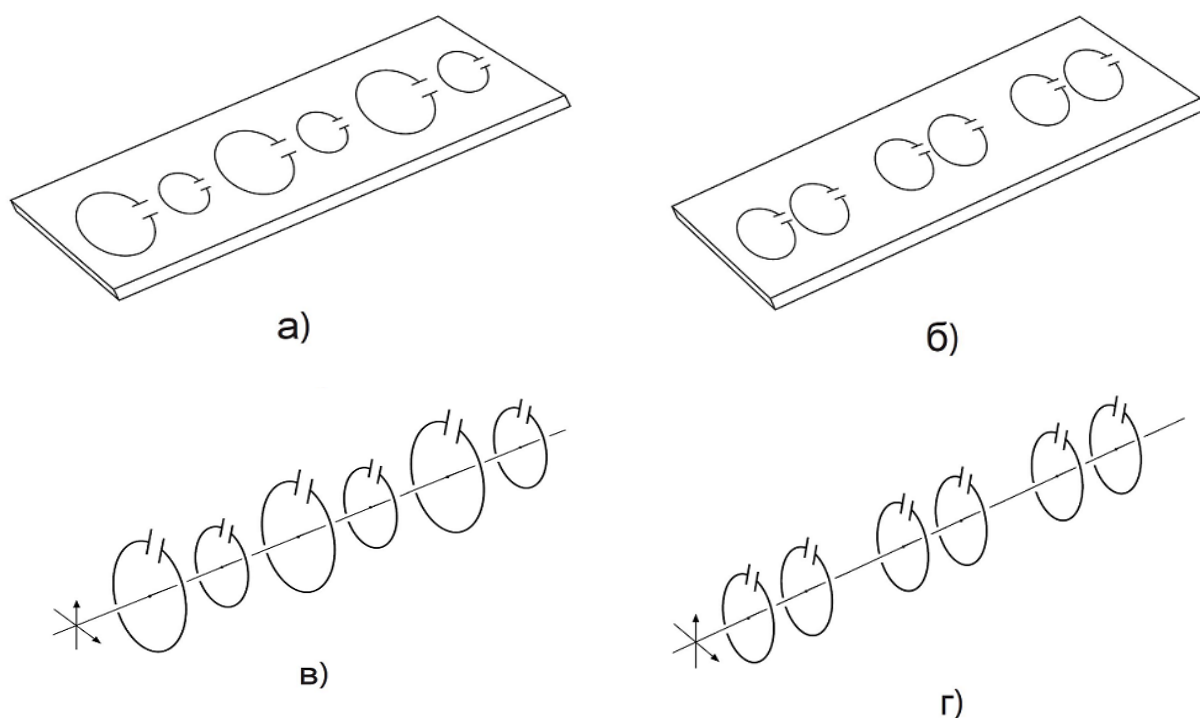


Рис. 7. Схематичное изображение реализации биатомной структуры: а) и б) планарная линия с $\kappa < 0$; в) и г) аксиальная линия с $\kappa > 0$. В случаях а) и в) биатомность создается за счет изменения резонансной частоты элементов, в случаях б) и г) – за счет изменения коэффициента взаимодействия [17].

Теоретические и экспериментальные дисперсионные зависимости для бипериодической цепочки из метаатомов двух сортов с резонансными частотами были исследованы в работе [8]. Резонансные частоты $\omega_1=46.21$ МГц и $\omega_2=32.46$ МГц.

$$\cos\left(k \frac{a_1 + a_2}{2}\right) = \frac{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega_0}{\omega_1}\right)\left(1 - \frac{\omega_0}{\omega_2}\right)}}{\kappa}. \quad (1.10)$$

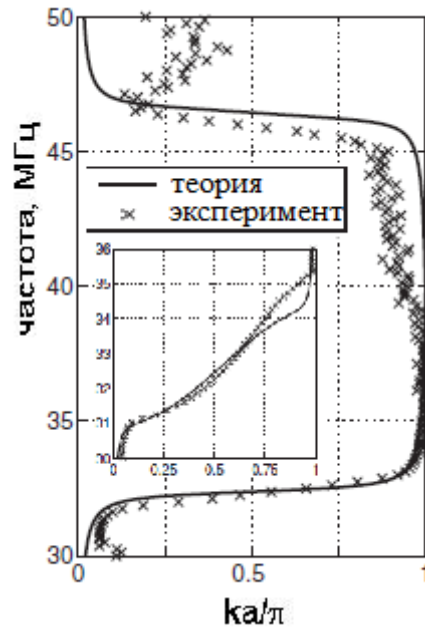


Рис. 8. Дисперсия МИ волн в биатомной аксиальной цепочке, $\kappa > 0$, $\omega_1=46.21$ МГц и $\omega_2=32.46$ МГц. На вставке показана дисперсия МИ волн аксиальной моноатомной цепочки $\omega=46.21$ МГц из работы [8].

Несмотря на то, что дисперсия планарных и аксиальных моноатомных линий существенно различается, дисперсия биатомных линий очень похожа по форме! Отличия в том, что оптическая и акустическая волны меняются местами в зависимости от знака коэффициента взаимодействия

1.3.2. Использование метаатомов одного сорта

Второй предложенный возможный способ создания биатомности – использование метаатомов одного сорта, Рис.7 (б,г), но с различными коэффициентами взаимодействия между ними, тогда как резонансные частоты элементов будут одинаковы.

В этом случае уравнения дисперсии (1.7) имеют вид:

$$\cos(k \frac{a_1 + a_2}{2}) = \frac{\sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \frac{\omega_0^4}{\omega^4} - \frac{1}{4}(\kappa_1 - \kappa_2)^2}}{\sqrt{\kappa_1 \kappa_2}}, \quad (1.11)$$

где κ_1 и κ_2 – коэффициенты взаимодействия, a_1 и a_2 – расстояния между элементами.

Подобные структуры еще не исследовались, поэтому

целью дипломной работы является исследование возможности создания биатомных магнитных метаматериалов, состоящих из идентичных «метаатомов» с различным взаимодействием между ними, и исследование особенностей их дисперсионных характеристик в зависимости от величины коэффициента взаимодействия в МГц диапазоне.

Глава 2. Методика определения коэффициента взаимодействия, измерительная установка и образцы

2.1 Описание измерительной установки

Основная часть экспериментальной работы была выполнена на измерительной установке, построенной на базе векторного анализатора цепей *Rohde&Schwarz ZVB20*, позволяющей в автоматическом режиме проводить одномерное сканирование поверхности с микронным разрешением. Внешний вид анализатора спектра показан на Рис.9, его технические характеристики приведены в Приложении 1.

В качестве антенн для возбуждения элементов и измерения сигнала, пропорционального току, наведенному в элементе, использовался коаксиальный кабель, внутренний провод которого был запаян на внешнюю оплетку кабеля. Антенны имели форму кольца, радиусом 3 мм. Внешний вид приемной антенны показан на Рис.10.

Расстояние между антеннами и внешними краями элементов составляло от 2 до 5 мм, что с одной стороны позволяло избежать возникновения значительной дополнительной емкости между антеннами и элементами, а, следовательно, искажения сигнала, с другой стороны сигнал был все еще достаточно сильный (соотношение сигнала к шуму). Приемная антенна находится на подвижном блоке, который в автоматическом режиме с заданным шагом перемещается вдоль горизонтальной линии. Приемный блок имеет два возможных положения приемной антенны. Схематичное изображение различных положений блока приемной антенны показано на Рис.11.



Рис.9. Внешний вид векторного анализатор спектра **Rohde & Schwarz ZVB20**.



Рис. 10. Внешний вид приемной антенны: коаксиальный кабель, внутренний провод которого запаян на внешнюю оплетку, образуя кольцо радиусом 3 мм

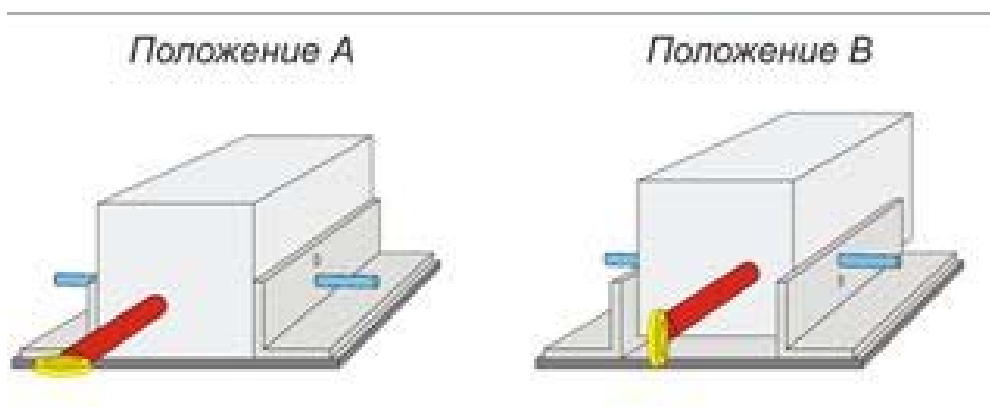


Рис.11. Схематичное изображение возможных положений блока приемной антенны. Положение А – для измерения сигнала от элементов расположенных в одной плоскости (планарная конфигурация), положение Б для элементов расположенных на одной оси (аксиальная конфигурация).

На Рис.11 приведены два положения приемной антенны: положение А используется для измерения сигнала элементов в планарной конфигурации; положение Б используется для измерения сигнала элементов в аксиальной конфигурации (Рис. 11).

Программное обеспечение позволяет задавать интервал частот, в котором происходит измерение, шаг по частоте (количество измеряемых точек), шаг смещения блока приемной антенны при ее автоматическом передвижении вдоль метаматериала.

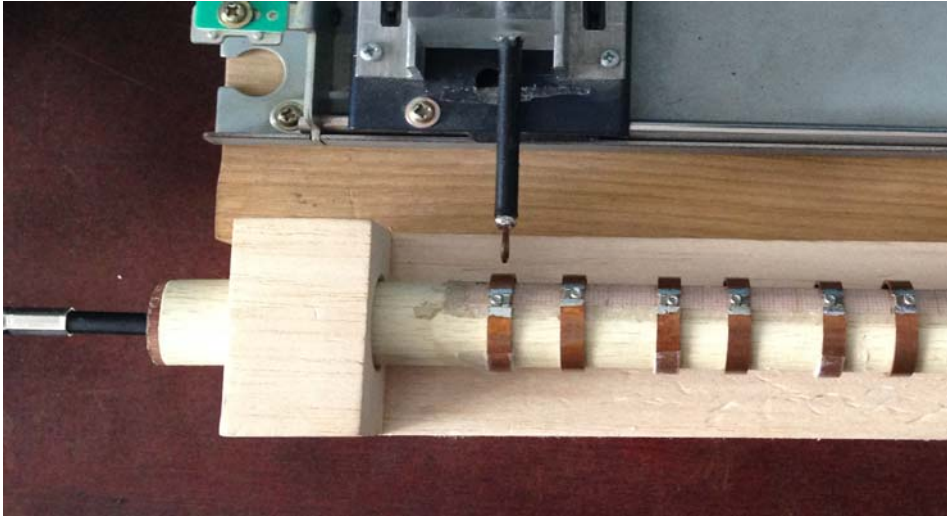


Рис.12. Внешний вид измерительного блока при проведении измерений для биатомной аксиальной структуры в МГц диапазоне.

На Рис. 12 показан внешний вид измерительного блока при проведении измерений для биатомной аксиальной структуры в МГц диапазоне.

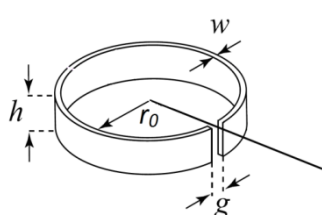
Измерения проводились в основном в интервале частот от 35 МГц до 80 МГц, с шагом по частоте 30 кГц. Полученные экспериментальные данные значений амплитуды и фазы сигнала в зависимости от частоты сохранялись в файл с расширением .dat. Для визуализации данных и их дальнейшей обработки использовался пакет Matlab.

2.2 Метаатомы в МГц диапазоне и их индивидуальные свойства

В качестве элементов для создания и исследования дискретных магнитных метаматериалов мы использовали расщепленные медные кольца с впаянной емкостью. Схематическое изображение одного элемента показано на Рис.13.а. Геометрические параметры метаатомов с резонансной частотой 50.22 МГц приведены в Таблице 1. Линейные размеры расщепленных кольцевых резонаторов данных размеров без впаянной емкости соответствуют резонансной частоте около 1.8 ГГц. Для уменьшения резонансной частоты в зазор колец были впаяны конденсаторы емкостью 330пФ. Мы использовали керамические конденсаторы чипы фирмы Мурата. Благодаря своим микро размерам, конденсаторы были впаяны непосредственно в зазор щели, что позволило фиксировать размеры щели (Рис.13). Более того, параллельно в щель были впаяны подстроечные конденсаторы (с переменной емкостью 5-20пФ) той же фирмы. Использование подстроечных конденсаторов позволило добиться точности по частоте с погрешностью не превышающей 0.02%.

Таблица 1. Параметры метаатомов в МГц диапазоне

Параметры метаатомов	значение	Параметры метаатомов	значение
Радиус кольца, r_0 , мм	11.5	Постоянный конденсатор, пФ	330
Толщина кольца, w , мм	1	Построечный конденсатор, пФ	5-20
Ширина щели, g , мм	1	Резонансная частота, МГц	50.22
Ширина кольца, l , мм	5	Добротность Q	160±5

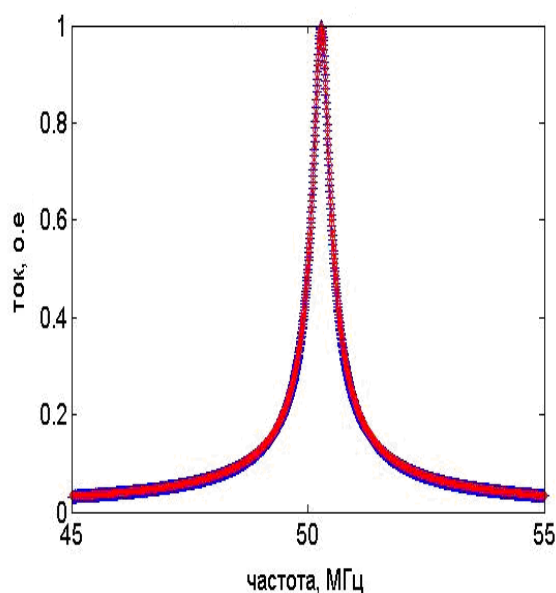


а)

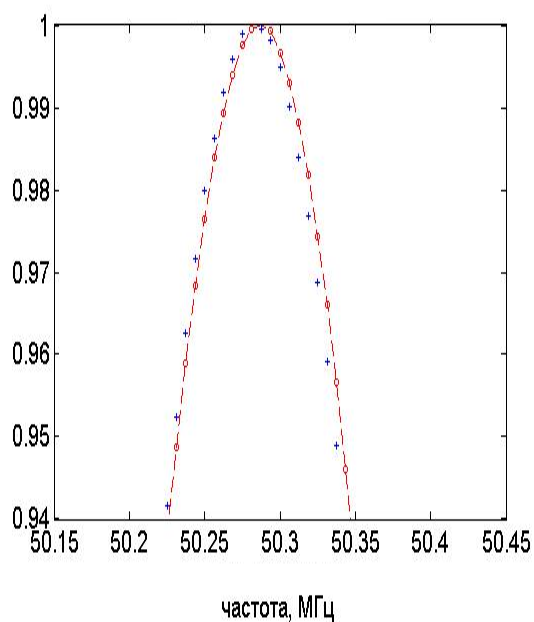


б)

Рис.13. а) Схематичное изображение расщепленного кольца: R – радиус, h – высота, w – толщина, g – ширина щели; б) фотография элемента с впаянными емкостями.



а)



б)

Рис.14 Резонансные кривые для первых двух элементов исследуемого биатомного метаматериала (а); центральная часть резонансной кривой двух элементов (б).

Резонансные кривые двух метаатомов показаны на Рис.14. Для более точного определения резонансной частоты измерения проводились в интервале частот 45-55 МГц при 1601 точке по частоте, т.е. точность определения ω_0 составляла $\delta=0,0125\%$. На вставке показана центральная часть резонансной кривой, по которой и определялась резонансная частота $\omega_0=50.22$ МГц. Однако при обращении к данным годичной данности резонансная частота была 50.48 МГц $\pm 0.02\%$ для тех же элементов. Поэтому, в качестве ошибки измерения лучше на наш взгляд указывать 0.5% .

Значение добротности $Q=162 \pm 7$ также определялось из резонансной кривой.

Максимальное количество элементов в линейном метаматериале с аксиальной структурой составляло 22 элемента, так как было ограничено размерами измерительной платформы 35 см. Зависимость дисперсии МИ волн числа элементов обсуждается в п.2.5.

Длина волны при $\omega_0=50.22$ МГц равна $\lambda=597$ см, что в 17 раз больше размеров структуры. Таким образом, все измерения проводились в ближнем поле и можно не учитывать запаздывание [22].

2.3 Методика определения коэффициента взаимодействия метаатомов

При взаимодействии двух элементов происходит расщепление резонансной кривой и по величине этого расщепления можно достаточно точно определить значение коэффициента взаимодействия.

Рассмотрим подробнее взаимодействие двух элементов. Запишем закон Кирхгофа для двух одинаковых элементов с импедансом Z_0 и взаимоиנדукцией M , при условии, что падающая электромагнитная волна возбуждает первый элемент, в котором наводится ток I_1 . А ток во втором элементе I_2 наводится за счет магнитоиндуктивной связи.

$$Z_0 I_1 + i\omega M I_2 = V \quad , \quad (2.1)$$

$$Z_0 I_2 + i\omega M I_1 = 0 \quad . \quad (2.2)$$

Выразим значение тока I_2 во втором элементе через значения тока I_1 в первом элементе из уравнения (2.2), подставим в (2.1) и получим

$$\begin{aligned} & Z_0 I_1 + \frac{\omega^2 M^2 I_1}{Z_0} = V \quad , \quad (2.3) \\ \text{или} & \left(Z_0 + \frac{\omega^2 M^2}{Z_0} \right) I_1 = V \quad . \end{aligned}$$

Отсюда сразу получается решение для значения тока I_1 в первом элементе:

$$I_1 = \frac{V}{Z_0^2 + \omega^2 M^2} \quad (2.4)$$

Дробь, т.е. значение I_1 , обращается в бесконечность, когда знаменатель в формуле (2.4) равен нулю. В эксперименте это соответствует пику на резонансной кривой (Рис.14).

Рассмотрим, при каких условиях это происходит, т.е. когда $Z_0^2 + \omega^2 M^2 = 0$, или, что тоже самое, когда

$$\frac{Z_0^2}{\omega_0^2 L^2} + \frac{\omega^2 M^2}{\omega_0^2 L^2} = 0 \quad (2.5)$$

Для этого запишем выражение для импеданса Z_0 в явном виде, включая зависимость от частоты ω :

$$Z_0 = R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C} = R + i\omega L \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) \quad (2.6)$$

Подставим выражение для импеданса (2.6) в уравнение (2.5) и получим:

$$\frac{R^2}{\omega_0^2 L^2} - \frac{2iR\omega L}{\omega_0^2 L^2} \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) - \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right)^2 + \frac{\omega^2 M^2}{\omega_0^2 L^2} = 0 \quad (2.7)$$

Если теперь использовать определение добротности контура $Q = \frac{\omega_0 L}{R}$, то, уравнение (2.7) можно переписать в виде:

$$-\frac{2i}{Q} \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) - \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right)^2 + \left(\frac{\kappa}{2} \right)^2 = 0 \quad (2.8)$$

Считая добротность большой $Q \gg 1$, и предполагая, что полоса пропускания МИ волн достаточно узкая, т.е. $\frac{\omega_0^2}{\omega^2} \approx 1$, можно исключить первый член в уравнении (2.8) и получить биквадратное уравнение для ω

$$\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right)^2 = \left(\frac{\kappa}{2} \right)^2 \quad (2.9)$$

которое имеет два решения для квадрата частоты:

$$1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_{1,2}^2} = \pm \frac{\kappa}{2}, \quad (2.10)$$

или
$$\frac{\omega_0^2}{\omega_{1,2}^2} = 1 \pm \frac{\kappa}{2} \quad (2.11)$$

Из выражения (2.11) можно получить окончательные решения для частоты (понимая, что физический смысл имеют только положительные величины):

$$\omega_{1,2} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 \pm \frac{\kappa}{2}}}. \quad (2.12)$$

Нижний резонанс будет при частоте ω_1 равной

$$\omega_1 = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \frac{\kappa}{2}}}, \quad (2.13)$$

а верхний резонанс при частоте равной ω_2 равной

$$\omega_2 = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - \frac{\kappa}{2}}}. \quad (2.14)$$

Поскольку теоретически максимальное значение $\kappa=2$ (в случае идеальной связи, когда взаимоиנדукция M равна самоиндукции L), а в эксперименте, как правило $\kappa \ll 1$, можно переписать выражения (2.13) и (2.14) ограничившись первым членом в разложении:

$$\omega_1 = \omega_0 \left(1 - \frac{\kappa}{4} \right), \quad (2.15)$$

$$\omega_2 = \omega_0 \left(1 + \frac{\kappa}{4} \right), \quad (2.16)$$

что тут же дает возможность выразить разницу частот резонансных пиков через значение коэффициента взаимодействия в виде

$$\omega_2 - \omega_1 = \Delta\omega = \omega_0 \frac{\kappa}{2}. \quad (2.17)$$

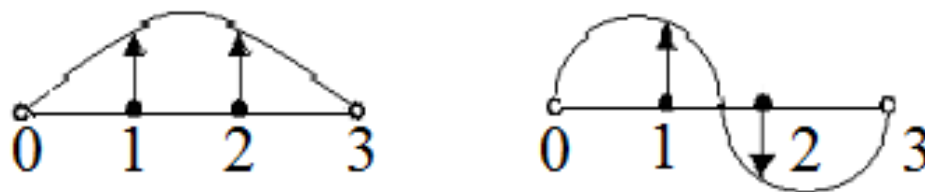


Рис.15. Схематичное изображение возбуждения симметричной моды двух элементов в МГц диапазоне (слева) и антисимметричной моды (справа). Для математического описания слева и справа добавлены «виртуальные» невозбужденные элементы «0» и «3», где значение тока полагается равным нулю.

Откуда следует, хорошо известная формула [23] для определения коэффициента взаимодействия через разницу резонансных частот

$$\kappa = \frac{2\Delta\omega}{\omega_0}. \quad (2.18)$$

Интересно, что такой же результат получается, если рассматривать распространение магнитоиндуктивных волн. Предполагая волновое решение для МИ волн, выражение тока в n -том элементе имеет вид $I_n = I_0 e^{-ikan}$. Казалось бы, нелепо говорить о распространении волны по структуре, состоящей из двух элементов, но можно рассмотреть возбуждение пары элементов, соответствующее симметричной и антисимметричной модам. Если добавить слева от пары элементов «виртуальный» невозбужденный метаатом «0» и справа невозбужденный элемент «3» (в общем случае « $n+1$ »), то симметричная мода соответствует возбуждению половины длины волны (Рис.15). В этом случае $ka = \frac{\pi}{3}$ и полагая $\kappa > 0$, подставим значение $\cos ka = \frac{1}{2}$ в дисперсионное уравнение (1.2) и получим значение нижней резонансной частоты (симметричное возбуждение)

$$\omega_1 = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \kappa \cos ka}} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \frac{\kappa}{2}}}, \quad (2.19)$$

или, используя малость κ ,

$$\omega_1 = \omega_0 \left(1 - \frac{\kappa}{4} \right). \quad (2.20)$$

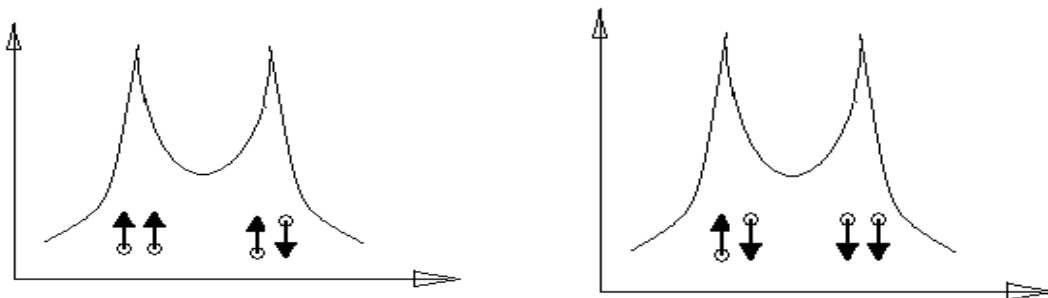


Рис.16. Схематичное изображение расщепления резонансной кривой при взаимодействии двух метаатомов. Слева (при $\kappa > 0$ в аксиальной конфигурации) на частоте нижнего резонанса токи возбуждаются в фазе (симметричная мода), при верхнем резонансе – антисимметричная. Справа (при $\kappa < 0$ в планарной конфигурации) антисимметричная мода при нижнем резонансе, симметричная при верхнем.

Рассуждая аналогичным образом, получим, что антисимметричное возбуждение соответствует $ka = \frac{2\pi}{3}$, или $\cos ka = -\frac{1}{2}$, что приводит к значению верхней резонансной частоты

$$\omega_2 = \omega_0 \left(1 + \frac{\kappa}{4} \right). \quad (2.21)$$

Очевидно, что разница частот

$$\omega_2 - \omega_1 = \Delta\omega = \frac{\omega_0 \kappa}{2}. \quad (2.22)$$

Или опять

$$\kappa = \frac{2\Delta\omega}{\omega_0}. \quad (2.18)$$

Отметим еще раз, что ситуация, когда при частоте, соответствующей нижнему резонансу, токи в соседних элементах возбуждаются в фазе, а при верхнем резонансе в противофазе, реализуется только для положительного значения коэффициента взаимодействия $\kappa > 0$, т.е. в аксиальной конфигурации (Рис.16).

Когда коэффициент взаимодействия отрицателен $\kappa < 0$, например, в планарной конфигурации, наоборот, при нижнем резонансе, токи в элементах возбуждаются в противофазе, а при верхнем резонансе в фазе. Как было отмечено ранее, подобная ситуация возникает в линейных биатомных метаматериалах, когда происходит расщепление дисперсии на две ветви акустическую и оптическую (подобно дисперсии фононов в биатомном твердом теле). В зависимости от знака коэффициента взаимодействия κ эти ветви меняются местами.

Таким образом, по расщеплению резонансной кривой можно оценить абсолютную величину коэффициента взаимодействия κ .

2.4 Выбор режима измерения

Для оптимизации времени проведения измерения была поставлена задача выбора режима проведения измерения, не потеряв при этом качество полученных данных. Тестирование режима работы векторного анализатора цепей *Rohde&Schwarz ZVB20*, проводилось для биатомной аксиальной структуры. с расстоянием между элементами $d_1=1\text{мм}$ и $d_2=9\text{мм}$.

Первый режим, для которого количество точек по частоте 1601 и фильтр 1 кГц*, показал, что при таком фильтре на дисперсионной кривой отображается сильный шумовой фон (Рис.17 а).

Во втором режиме, при том же количестве точек по частоте (1601) использовался более точный фильтр 100 Гц, что увеличило в 3 раза время проведения эксперимента, но дисперсионную кривую видно более четко (Рис.17 б).

Третий режим, при котором количество точек было уменьшено в два раза до 801, что в два раза уменьшило время измерения по сравнению с предыдущим случаем, а фильтр остался тем же (100 Гц). Этот режим оказался оптимальным, так как дисперсионную кривую четко видно, как и при предыдущем измерении, и снизился шумовой фон (Рис.17 в).

Был так же проведен эксперимент для еще одного режима, при котором и количество точек и фильтр не менялись (801 и 100Гц), но производилось усреднение по семи снятым кривым. Результат оказался хуже, чем для данных без усреднения, от шума избавиться не удалось. Вектор-анализатор спектра работал в автоматическом режиме, и при передвижении антенны к следующему элементу прибор производил усреднение с учетом последнего измерения предыдущего элемента. При обработке данных, полученных при этом режиме, оказалось, что вместе с шумом исчезла и дисперсионная кривая (Рис.17 г). В качестве режима для проведения исследования биатомных дискретных магнитных метаматериалов в МГц диапазоне был выбран третий режим измерения с использованием 801 точки по частоте и фильтра «100Гц», как наиболее приемлимый с точки зрения оптимизации и времени измерения и качества результатов.

Для определения влияния числа элементов в структуре на расчет дисперсии были получены данные для трех моноатомных структур с расстоянием между элементами $d=12$ мм. Структуры были составлены из 22, 17 и 15 элементов. В результате эксперимента было установлено, что во всех трех случаях дисперсионная кривая одинакова – по ширине зоны пропускания и наклону (Рис.18). Эти данные необходимы поскольку, при увеличении расстояния между элементами мы вынуждены уменьшать число элементов, так как размеры измерительной платформы ограничены.

* Фильтр влияет на диапазон частот, в пределах которого амплитудно-частотная характеристика прибора обеспечивает передачу сигнала без искажения формы. Это диапазон частот, в котором сосредоточена основная энергия сигнала.

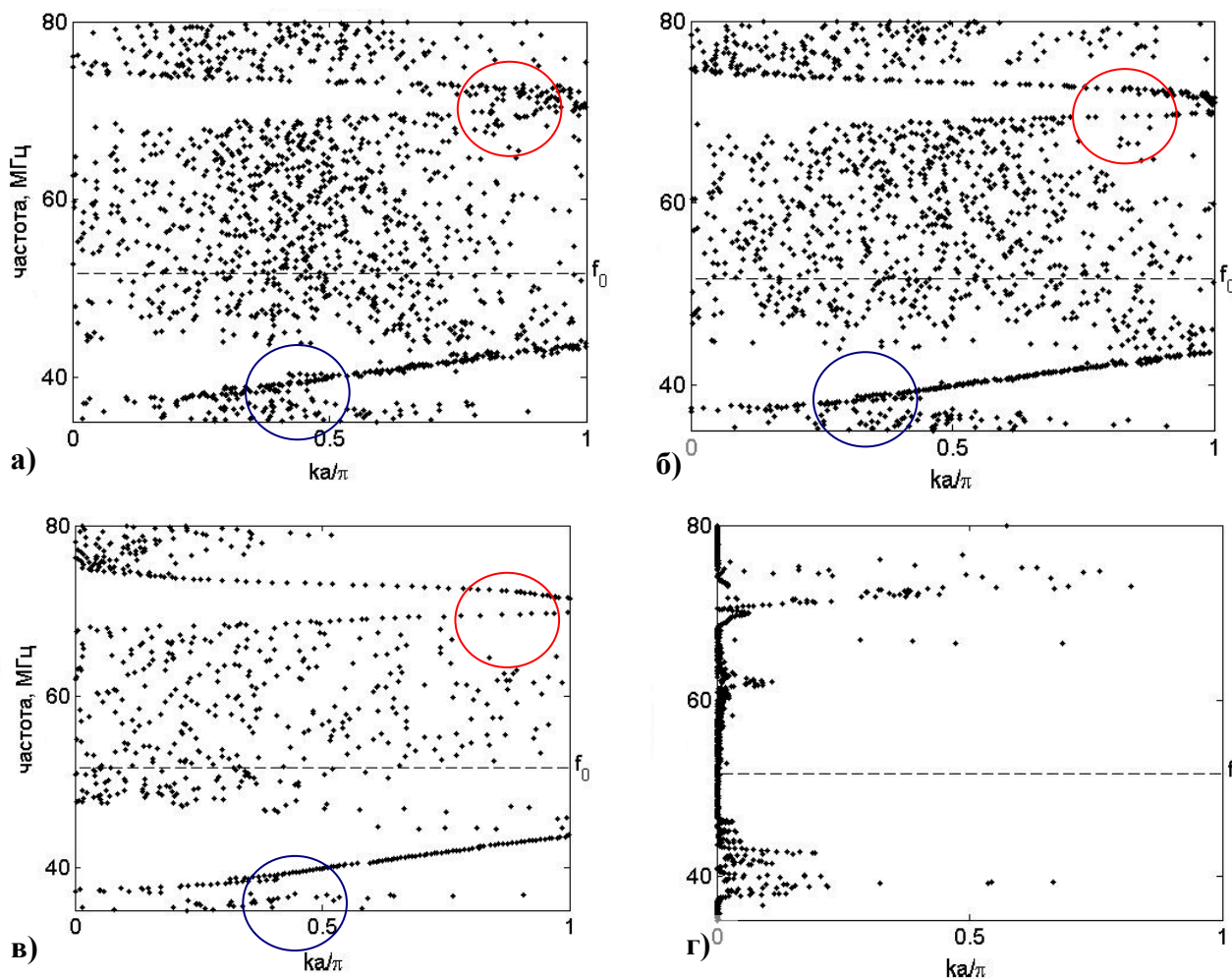


Рис.17. Расщепление дисперсионной кривой биатомного аксиального метаматериала из идентичных элементов с резонансной частотой $\omega_0=50,2$ МГц с расстоянием $d_1=1$ мм и $d_2=9$ мм между элементами, полученные при различном числе точек N по частоте и ширине фильтра BW анализатора спектра ZVB 20: **а)** $N=1601$, $BW=1$ кГц, **б)** $N=1601$, $BW=100$ Гц, **в)** $N=801$, $BW=100$ Гц, **г)** $N=801$, $BW=100$ Гц и усреднение average. factor = 7. Красным и синим цветами отмечены области, в которых наиболее отчетливо видно изменение шумового фона на верхней и нижней ветвях дисперсии, соответственно.

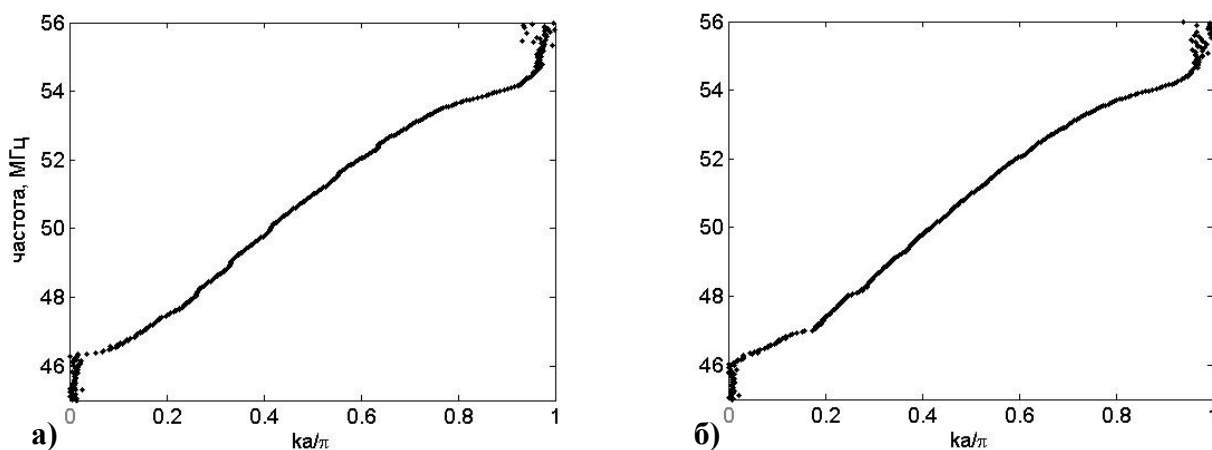


Рис.18. Влияние числа элементов на расчет дисперсии в моноатомной структуре с расстоянием между элементами $d=12$ мм, состоящей из **а)** 15 элементов; **б)** 17 элементов. Резонансная частота элементов $\omega_0=50.22$ МГц

2.5. Методика обработки экспериментальных данных

Основная экспериментальная часть работы была сделана на базе векторного анализатора цепей *Rohde&Schwarz ZVB20*, которые регистрирует амплитуду и фазу тока, текущего в каждом элементе цепи. Необработанные данные имеют вид, представленный на Рис.(19 а). Совокупность измерений, проведенных для одной структуры, показана на Рис. (19 б).

Ток в каждом элементе можно записать как $I_n = I_0 e^{-ikna}$. Для того, чтобы получить дисперсионное уравнение МИ волн в моноатомной линии достаточно знать токи в трех соседних элементах, которые записываются следующим образом :

$$I_{n-1} = I_0 e^{-ik(n-1)a} \quad (2.23)$$

$$I_n = I_0 e^{-ikna} \quad (2.24)$$

$$I_{n+1} = I_0 e^{-ik(n+1)a} \quad (2.25)$$

В результате получим дисперсионное уравнение можно получить из комбинации экспериментальных значений сигналов от трех соседних элементов:

$$\cos(ka) = \frac{I_{n-1} + I_{n+1}}{2I_n} \quad (2.26)$$

Аналогично можно получить уравнения для получения дисперсии биатомных метаматериалов, только для этого необходимо будет использовать значения токов в шести соседних элементах. Примеры получающихся экспериментальных дисперсий уже были приведены в частности на Рис.18.

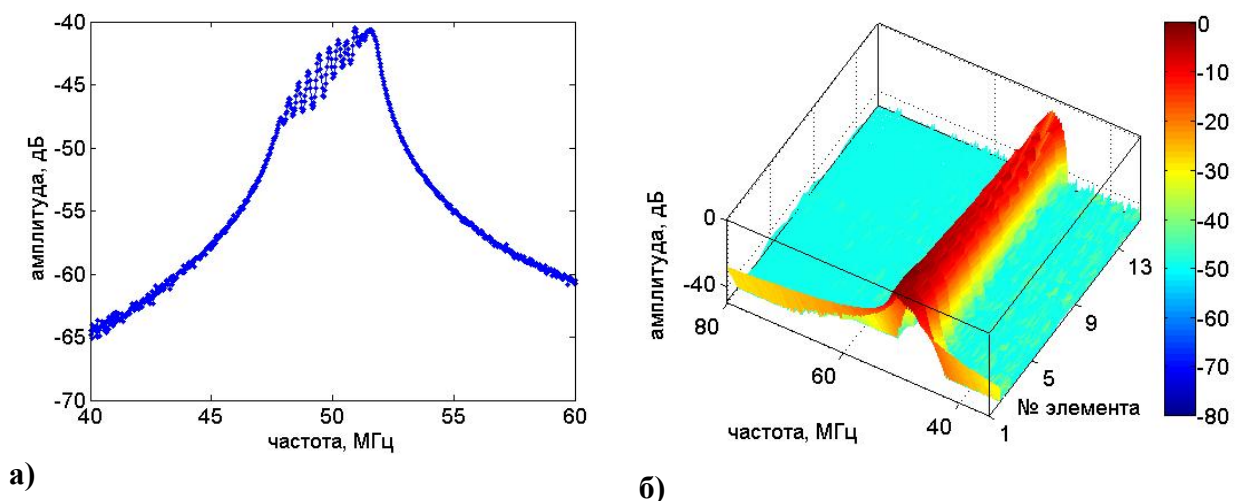


Рис.19. Полоса пропускания МИ волн моноатомного аксиального метаматериала из идентичных элементов с резонансной частотой $\omega_0=50,2$ МГц с расстоянием $d=20$ мм. Величина сигнала в первом элементе (а) и амплитудно-частотная характеристика в зависимости от номера элемента (б)

Глава 3. Результаты и их обсуждение

3.1 Взаимодействие двух элементов

3.1.1. Определение знака коэффициента взаимодействия по расщеплению резонансных кривых двух взаимодействующих элементов

Как известно, свойства метаматериалов зависят не только от свойств индивидуальных элементов, таких как резонансная частота и добротность, но и очень сильное влияние оказывает взаимодействие между метаатомами. Поэтому сначала мы подробно исследовали взаимодействие двух метаатомов в МГц диапазоне в аксиальной конфигурации, когда расщепленные кольцевые резонаторы находятся на одной оси. Методика измерения и индивидуальные свойства элементов подробно описаны в Главе 2. Типичная частотная зависимость сигналов от двух элементов имеет вид, показанный на Рис.20. В соответствии с теорией, описанной в п. 2.3 токи в двух соседних элементов на нижнем резонансе - в фазе, а на верхнем - в противофазе, что подтверждает предположение о положительном знаке коэффициента взаимодействия k .

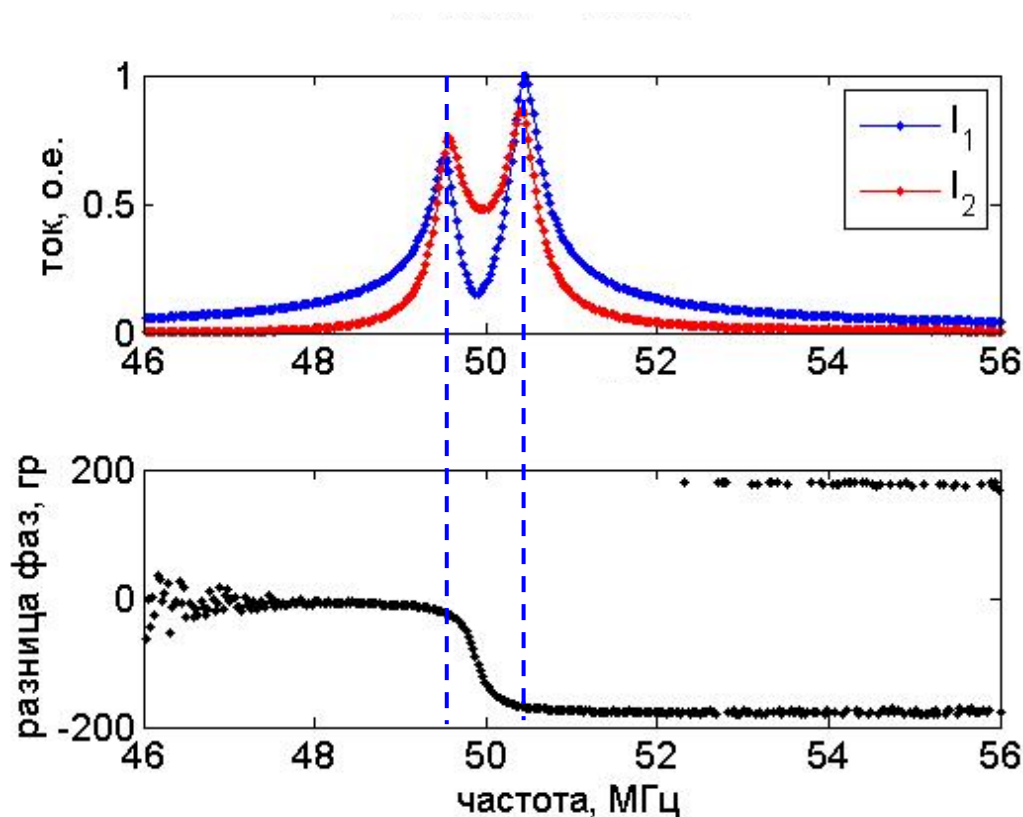


Рис.20. Расщепление резонансной кривой при взаимодействии двух метаатомов в аксиальной конфигурации. Резонансная частота $\omega_0=50.22$ МГц, расстояние между центрами элементов 30 мм. Сверху - относительное значение величины токов I_1 и I_2 от первого и второго элементов, соответственно. Снизу - разница фаз сигналов. На нижнем резонансе токи в фазе, на верхнем в противофазе.

3.1.2. Зависимость коэффициента взаимодействия от расстояния между метаатомами в аксиальной конфигурации в МГц диапазоне

Для определения величины коэффициента взаимодействия в аксиальной конфигурации, были промерены токи в двух элементах, расстояние d между краями которых менялось от 1 мм до 70 мм. Для примера на Рис.21 мы приводим данные для элементов, расположенных на расстояниях 10, 15 и 20мм. На вставках показаны значения соответствующих резонансных частот. Совокупные данные для всех значений d приведены на Рис.22 (а) для иллюстрации зависимости величины расщепления от расстояния. При каждом расстоянии между элементами определялись частоты верхнего и нижнего резонансов. Зависимость резонансных частот от расстояния между элементами показана на Рис. 22 (б). Чем ближе элементы и сильнее взаимодействие, тем больше расщепление резонансной кривой. Расщепление практически исчезает при расстояниях порядка $5 r_0$.

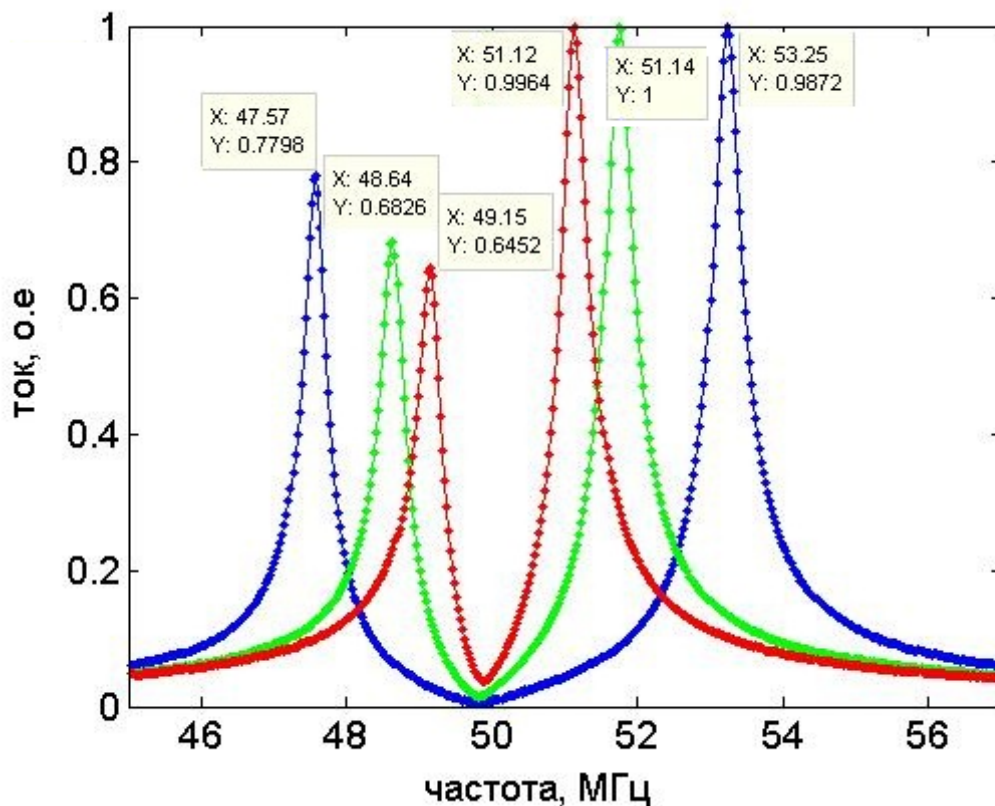


Рис.21 Расщепление резонансной кривой при взаимодействии двух элементов в аксиальной конфигурации, расположенных на расстояниях 10 мм, 15 мм, 20 мм между краями (синий, зеленый, красный – соответственно). На вставках показаны значения соответствующих резонансов. Резонансная частота элементов $\omega_0=50.22$ МГц.

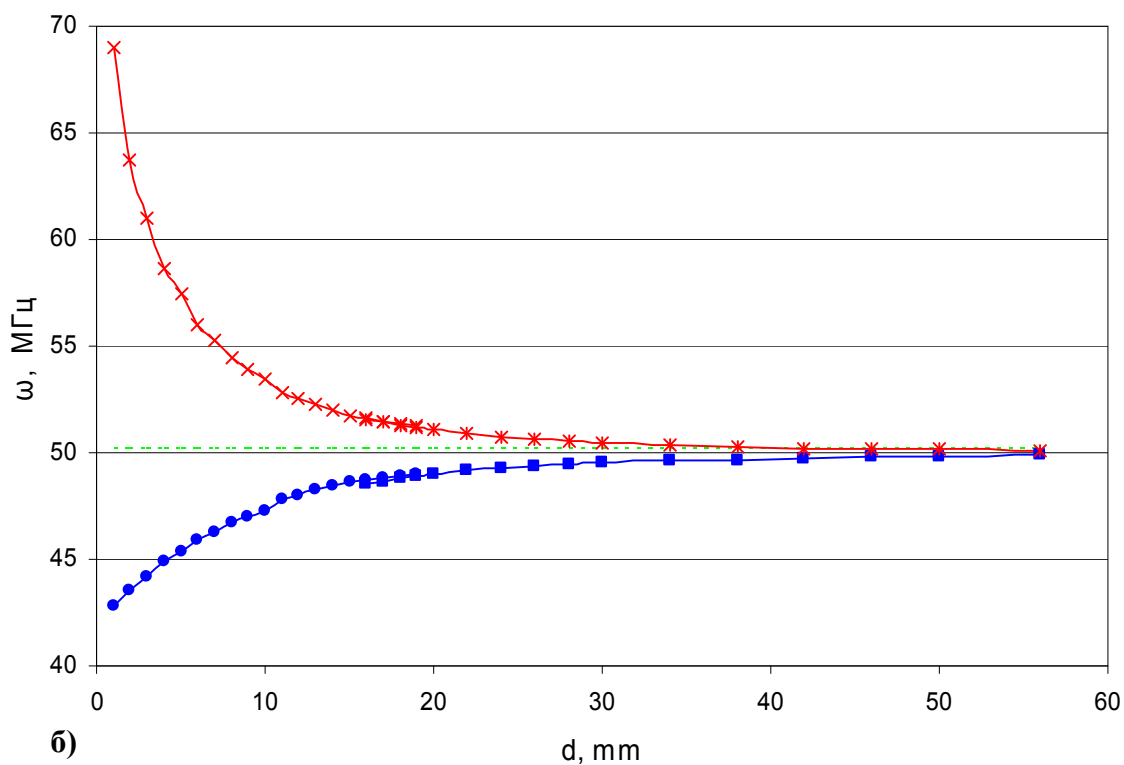
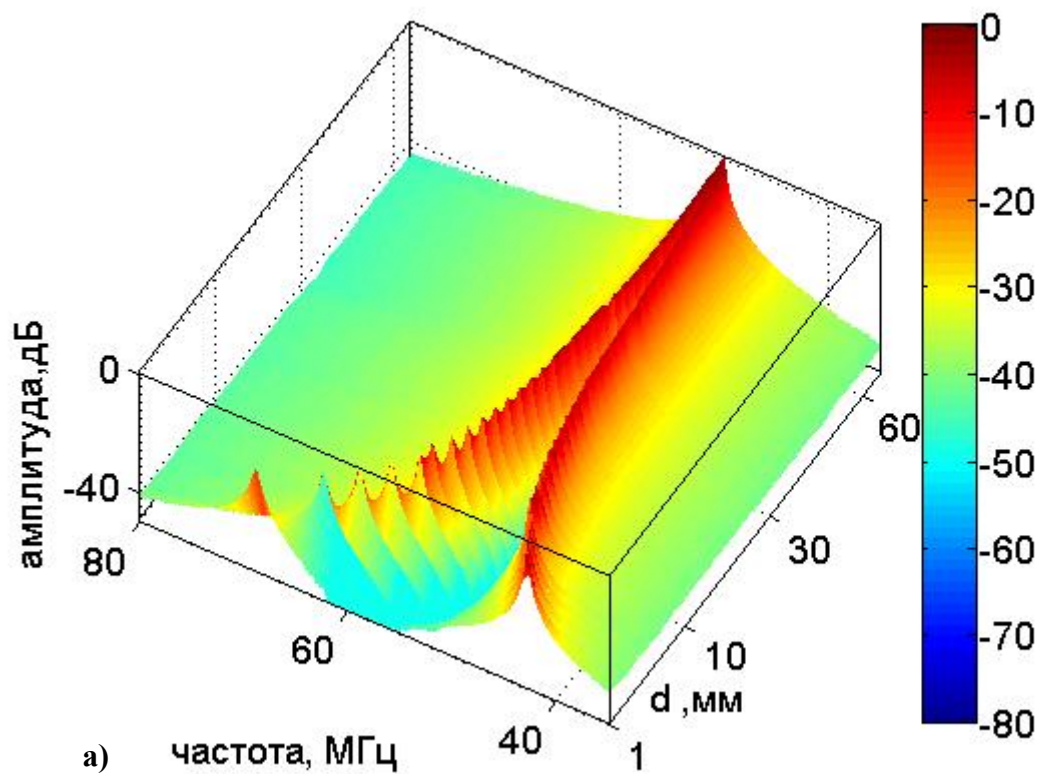


Рис.22 а) Расщепление резонансной кривой при взаимодействии двух элементов в аксиальной конфигурации в зависимости от расстояния d между краями элементов.
 б) Зависимость резонансных частот от расстояния между элементами в аксиальной конфигурации при взаимодействии двух элементов в аксиальной конфигурации. Центральная линия соответствует значению резонансной частоты элементов $\omega_0=50.22$ МГц.

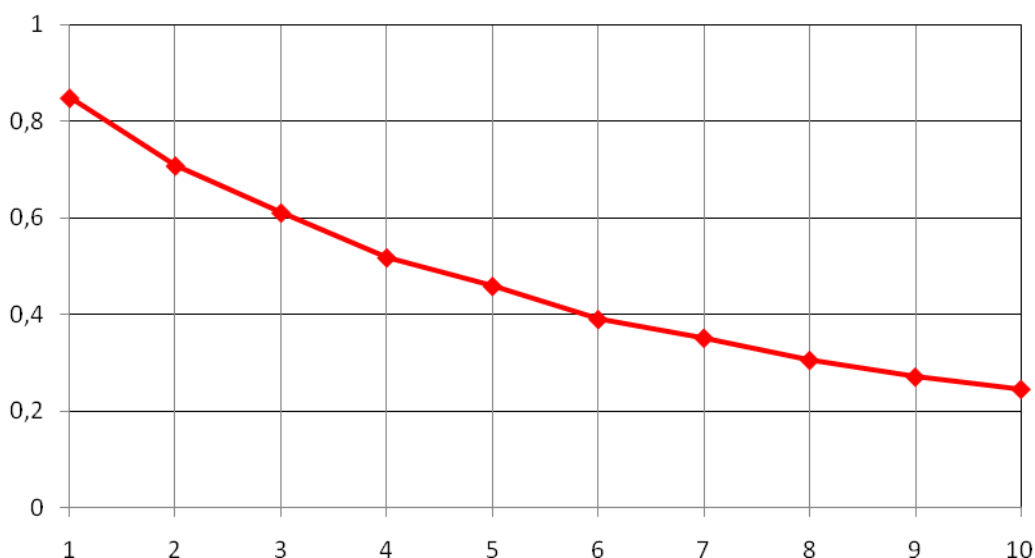


Рис. 23. Зависимость коэффициента взаимодействия κ от расстояния d между краями элементов в аксиальной конфигурации при использовании приближенной формулы (2.18).

Раньше расчет коэффициента взаимодействия в МГц диапазоне всегда производился по приближенной формуле (2.18)

$$\kappa = \frac{2\Delta\omega}{\omega}$$

т.к в основном исследовались структуры с расстоянием a между центрами элементов* больше радиуса самих элементов $a > r_0$ и соответственно небольшой величиной коэффициента взаимодействия κ порядка 0.1. Полученные нами по этой формуле значения κ показаны на Рис.23. Однако мы столкнулись с ситуацией, что при расстояниях между краями элементов меньше 10 мм, значения коэффициента взаимодействия становятся уже достаточно большими, при $d < 10$ мм $\kappa > 0.2$. И эту формулу уже нельзя использовать, поскольку она была получена в приближении малого κ .

Поэтому перед нами возникла задача уточнить методику определения коэффициента взаимодействия при малых расстояниях между краями элементов в МГц диапазоне.

Расстояние d между краями элементов связано с расстоянием a между центрами элементов очевидным соотношением $a = d + 5$, так как высота элементов составляет $h = 5$ мм. И хотя в эксперименте используется значение d , на наш взгляд лучше, говорить про расстояние a между центрами элементов как о параметре структуры.

3.1.3 Уточнение методики определения коэффициента взаимодействия

Как упоминалось выше, предложенная в п.2.3 формула (2.18) для определения коэффициента взаимодействия по расщеплению резонансной кривой справедлива, вообще говоря, для малых значений коэффициента взаимодействия κ . В Табл2. приведены значения относительной ошибки при использовании приближенной формулы.

Анализ показывает, что ошибка составляет уже около 2% при $\kappa=0.3$, т.е. при расстояниях d около 8 мм и меньше.

Таблица 2. Величина относительной ошибки при использовании формулы (2.18) для определения κ

κ	Относительная ошибка, %	κ	Относительная ошибка, %
0.1	0.190898	0.6	7,865845
0.2	0.779534	0.7	11,12295
0.3	1,795775	0.8	15,16574
0.4	3,278907	0.9	20.14689
0.5	5,280096	1	26,27417

Для увеличения точности расчета κ нами была получена формула без учета малости коэффициента взаимодействия. Значения резонансных частот верхнего и нижнего резонансов можно в явном виде найти из формулы (2.21):

$$\omega_1 = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \frac{\kappa}{2}}}, \quad (3.1)$$

и

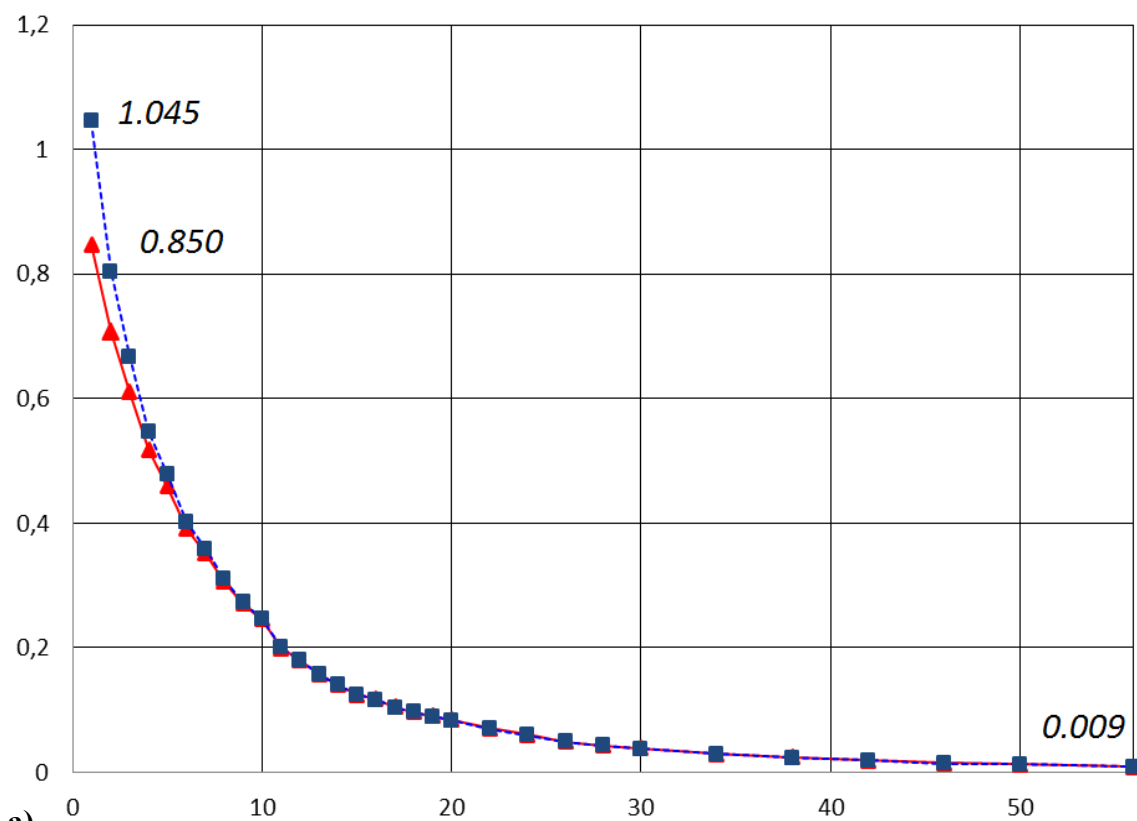
$$\omega_2 = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - \frac{\kappa}{2}}}. \quad (3.2)$$

Откуда следует, что точное выражение для определения коэффициента взаимодействия через резонансные частоты ω_1 и ω_2 будет иметь вид:

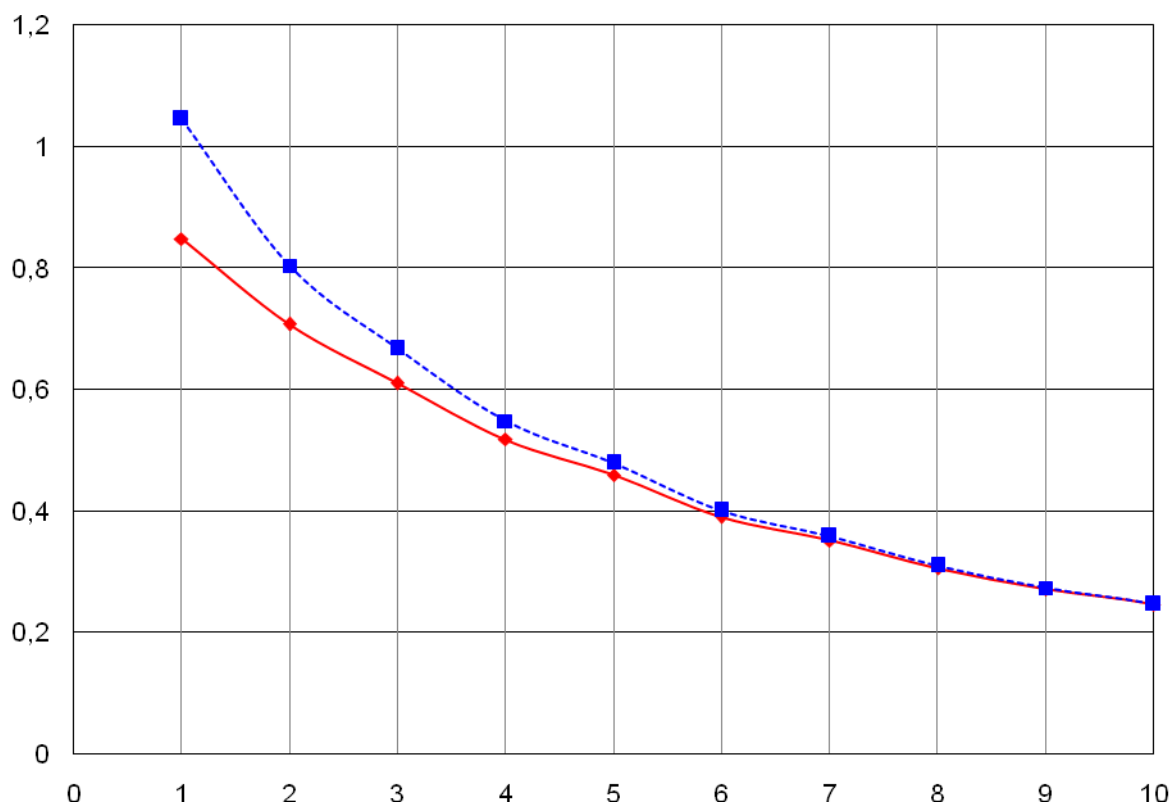
$$\kappa = 2 \left(\frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \right). \quad (3.3)$$

Заметим, что выражение (3.3) естественно переходит в выражение (2.18), когда расщепление $(\omega_1 - \omega_2)$ мало по сравнению с величиной резонансной частоты ω_0 . На Рис.24. показаны значения, посчитанные двумя способами: расчеты по приближенной формуле (красная кривая) дают заниженные значения по сравнению с значениями полученными по точной формуле (3.3) (синяя кривая). Оказалось, что на расстояниях d до

5 мм разница есть, а при больших расстояниях оба подхода дают практически один и тот же результат.



а)



б)

Рис.24. Зависимость коэффициента взаимодействия от расстояния между элементами в аксиальной конфигурации для расстояний от 1 мм до 56 мм (а) и от 1 мм до 10 мм (б).

Красным цветом показаны коэффициенты, вычисленные по приближенной формуле, синим – по точной. На вставках на верхнем графике приведены численные значения k при $d = 1$ мм и $d = 56$ мм.

Таблица.3 Величина коэффициента взаимодействия k в зависимости от расстояния d между двумя аксиальными элементами.

d , мм	k		d , мм	k
1	0.85		17	0.111
2	0.71		18	0.100
3	0.61		19	0.091
4	0.52		20	0.083
5	0.46		22	0.070
6	0.39		24	0.060
7	0.35		26	0.049
8	0.31		28	0.0431
9	0.27		30	0.0383
10	0.25		34	0.0294
11	0.20		38	0.0238
12	0.18		42	0.019
13	0.16		46	0.014
14	0.14		50	0.013
15	0.12		56	0.009
16	0.115		60	-

Таким образом, меняя расстояние между метаматомами в аксиальной конфигурации, мы можем менять величину коэффициента взаимодействия в достаточно широком диапазоне от 0 до, практически, 1.

В соответствии с теорией магнитоиндуктивных волн ширина полосы пропускания в моноатомных метаматериалах напрямую связана с величиной k . Поэтому с нашей точки зрения было важно исследовать распространение МИ волн в моноатомных магнитных метаматериалах с различным взаимодействием между элементами.

3.2 Дисперсионные свойства моноатомного метаматериала

3.2.1. Влияние коэффициента взаимодействия на дисперсию в моноатомных магнитных метаматериалах

Для анализа влияния величины коэффициента взаимодействия на ширину полосы пропускания МИ волн в моноатомных магнитных метаматериалах были исследованы аксиальные моноатомные структуры с расстоянием между краями элементов (d) от 1 до 20 мм. Структура состояла из 22 элементов с резонансной частотой $\omega_0=50.22$ МГц. На Рис.25 для примера приведены фотографии аксиальных метаматериалов с $d=12$ мм ($\kappa=0.18$) и $d=5$ мм ($\kappa=0.46$) и их амплитудно-частотные характеристики в зависимости от номера элемента. Амплитудно-частотные характеристики для всех исследованных структур приведены в Приложении 2. Из Рис.25 видно, что первый и второй элементы возбуждаются во всем интервале частот. Поэтому для определения ширины полосы пропускания МИ волн мы использовали сигнал от третьего элемента, как показано на Рис.26, чтобы избежать ошибки, связанной с возбуждением всей структуры.

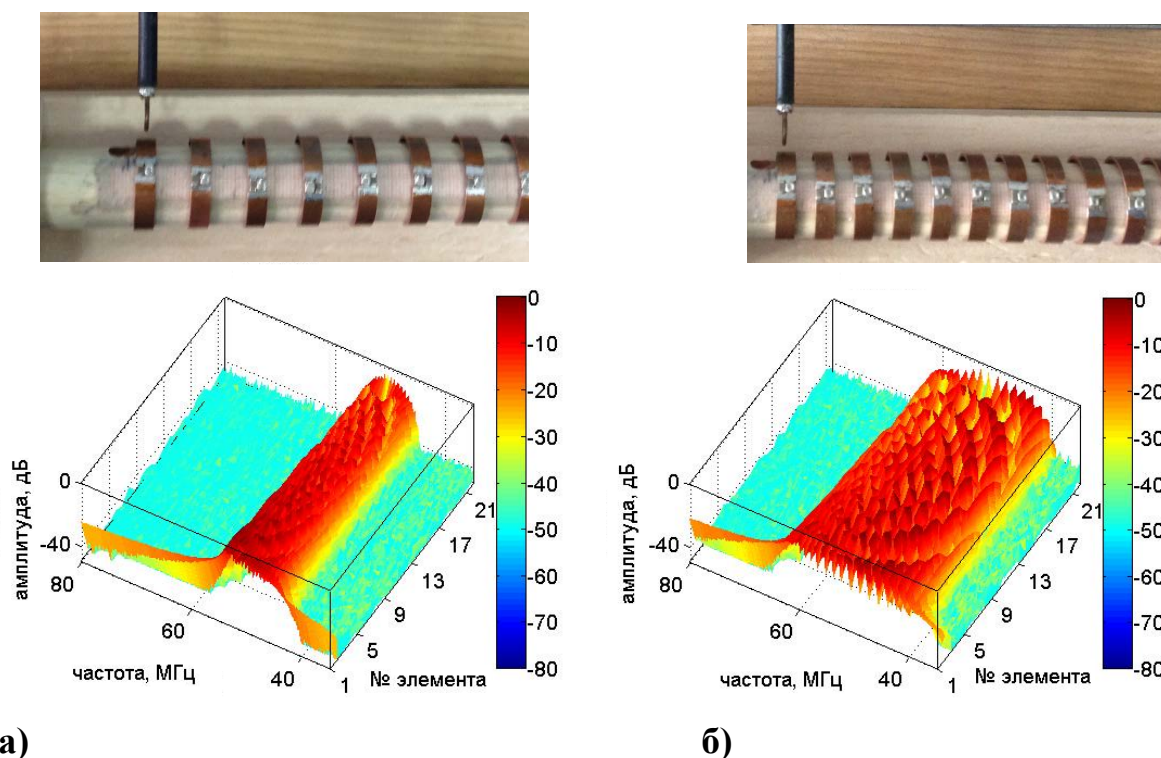


Рис. 25 Влияние коэффициента взаимодействия на ширину полосы пропускания МИ волн в аксиальных метаматериалах из 22х элементов. Амплитудно-частотная характеристики измеряемого сигнала в зависимости от номера элемента. Резонансная частота элементов $\omega_0=50.22$ МГц. а) расстояние между краями элементов $d=12$ мм, $\kappa=0.18$; б) расстояние между краями элементов $d=5$ мм, $\kappa=0.46$. Сверху показаны фотографии соответствующих структур.

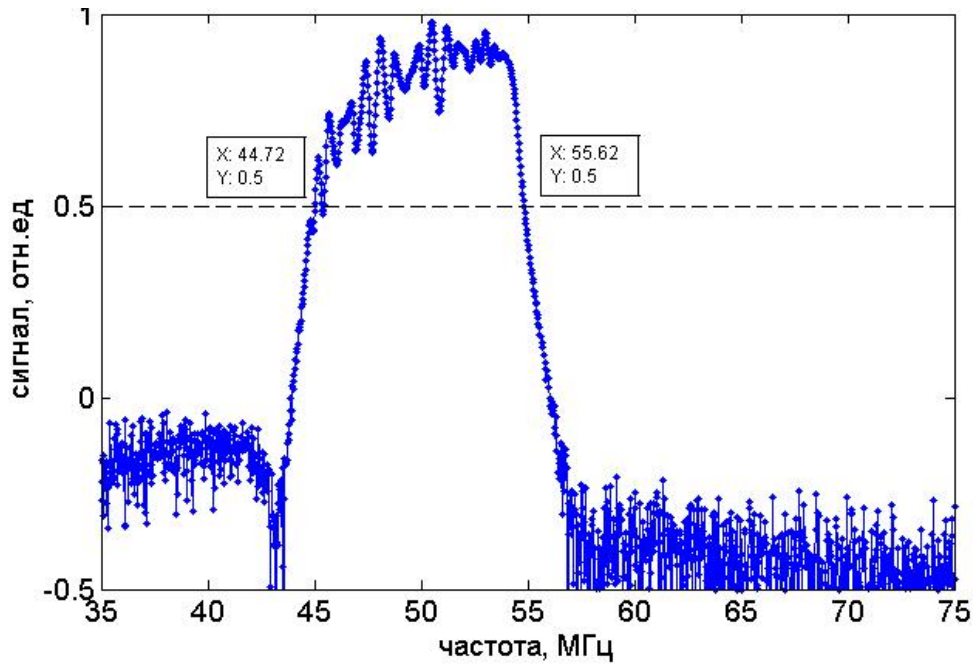


Рис.26. Приведенная частотная зависимость сигнала (тока) от третьего элемента в моноатомном аксиальном метаматериале с расстоянием $d=12$ мм между краями элементов. Резонансная частота элементов $\omega_0=50.22$ МГц. На вставках показаны значения частот для полосы пропускания.

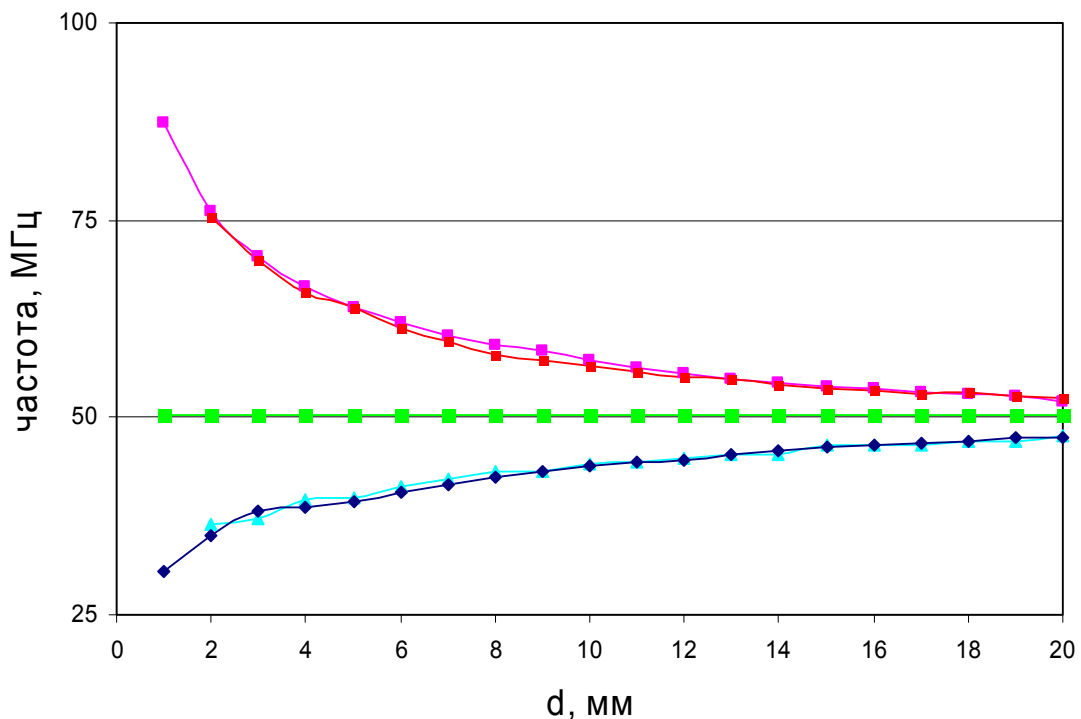


Рис. 27 Полоса пропускания МИ волн в аксиальных моноатомных линейных магнитных метаматериалах в зависимости от расстояния между краями элементов. Линиями показаны верхняя и нижняя частоты, ограничивающие полосу пропускания. Резонансная частота элементов $\omega_0=50.22$ МГц.

Как и следовало ожидать, по мере увеличения коэффициента взаимодействия увеличивается полоса пропускания МИ волн. На Рис.27 показано изменение верхней и нижней частот, ограничивающих полосу пропускания, в зависимости от расстояния d между краями элементов.

Видно, что из одних и тех же элементов можно создавать моноатомные метаматериалы с различной полосой пропускания МИ волн, всего лишь меняя расстояние между элементами. При расстоянии $d=20$ мм ширина полосы пропускания составляла $\Delta\omega=4,7$ МГц, при уменьшении расстояния между краями элементов до $d=1$ мм, ширина полосы пропускания увеличивается почти в 12 раз до $\Delta\omega=57$ МГц и занимала практически весь диапазон измерения.

Из формулы (1.6) следует, что зависимость нормированной на ω_0 ширины полосы поглощения $\delta\omega$ от величины коэффициента взаимодействия κ имеет вид

$$\delta\omega = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{1-|\kappa|}} - \frac{1}{\sqrt{1+|\kappa|}}, \quad (3.4)$$

что при малых $\kappa \ll 1$ дает линейную зависимость

$$\delta\omega = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \kappa. \quad (3.5)$$

Экспериментальные значения относительной ширины полосы пропускания $\delta\omega$ в зависимости от величины взаимодействия κ показаны на Рис 28.

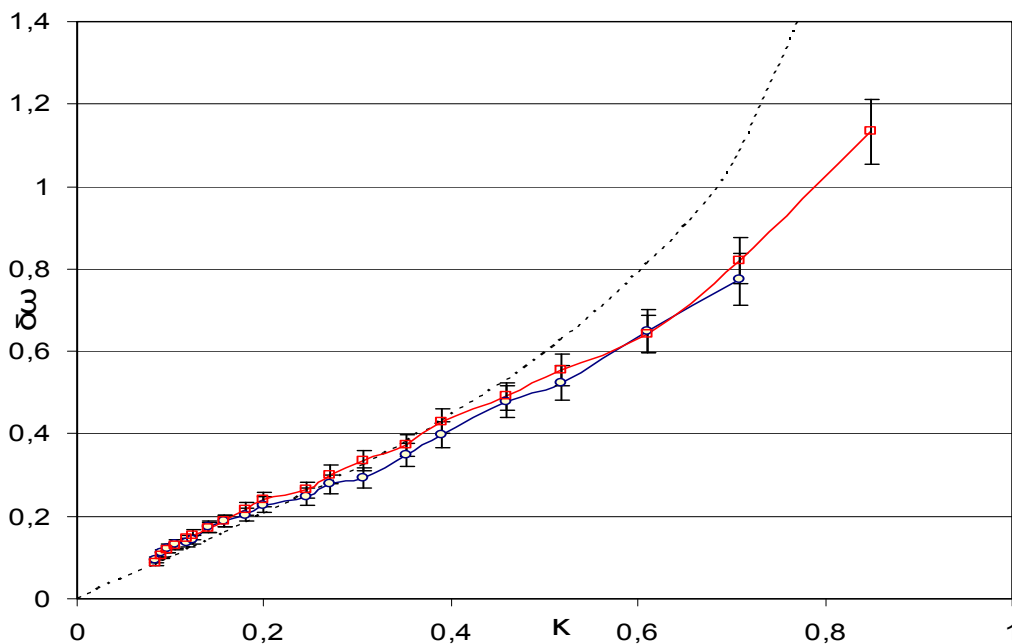


Рис. 28 Экспериментальная зависимость $\delta\omega$ относительной ширины полосы пропускания МИ волн, нормированной на резонансную частоту, от величины коэффициента взаимодействия κ . Пунктирная линия – теория. Синим цветом показаны величины, определенные по дисперсии, красным - по полосе пропускания МИ волн.

Полученные нами экспериментальные точки отражают особенности теоретической зависимости. Так при $\kappa < 0.4$ ($d > 6\text{мм}$) зависимость практически линейная, а при больших значениях κ ($d < 6\text{мм}$) ширина полосы пропускания начинает отклоняться от линейной зависимости. Заметим, что в этом случае расстояние $a = h + d$ между центрами элементов сравнимо с их радиусом $r_0 = 11.5\text{мм}$. Однако экспериментальные значения ширины полосы пропускания МИ волн при $\kappa > 0.4$ расположены ниже значений, предсказываемых теорией. Дело в том, что большие значения коэффициента взаимодействия κ соответствуют малым расстояниям d_1 между краями элементов ($d_1 = 6\text{мм}$). При таких значениях d_1 расстояние между элементами «через одного» составляет $d_2 = 17\text{мм}$, что соответствует достаточно большому значению коэффициента взаимодействия $\kappa = 0.111$. Значит, для расчета ширины полосы пропускания МИ волн вместо (3.4) надо использовать формулу из работы [17]

$$\delta\omega = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - |\kappa_1| + |\kappa_2|}} - \frac{1}{\sqrt{1 + |\kappa_1| - |\kappa_2|}}. \quad (3.6)$$

Как видно из формулы (3.6), учет взаимодействия между метаатомами следующей координационной сферы приводит к уменьшению полосы пропускания МИ волн. Значения, полученные по формуле (3.6), показаны на Рис.29 зеленой линией. Описание взаимодействия с учетом влияния соседей через одного и значения κ_2 приведены в п.3.2.2.

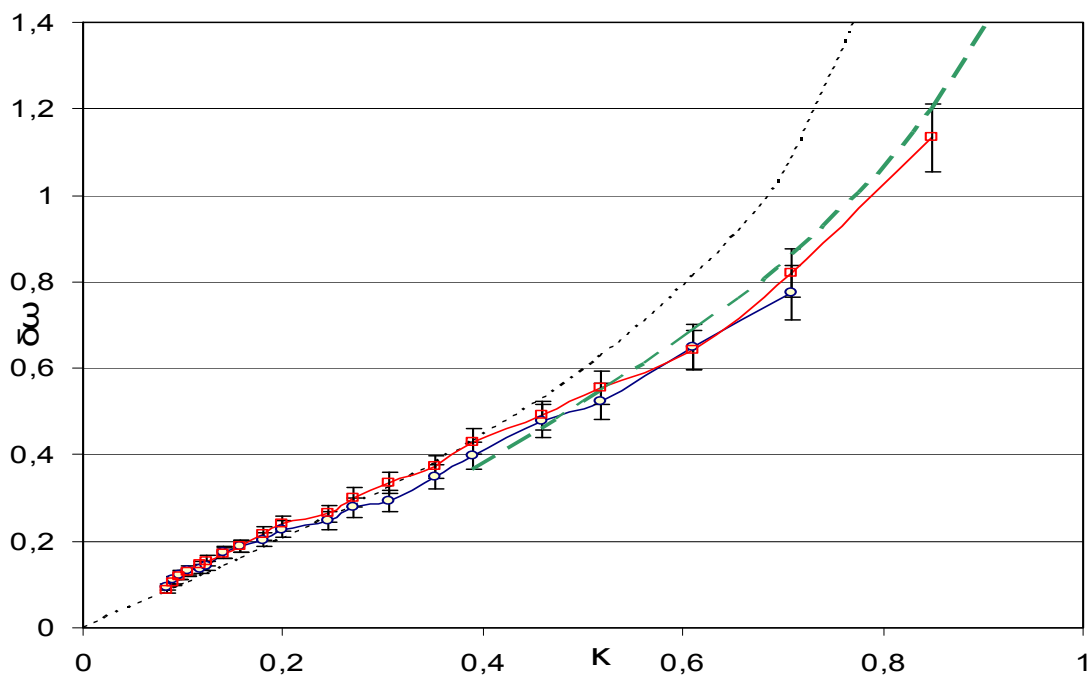


Рис.29 б) Экспериментальная зависимость $\delta\omega$ относительной ширины полосы пропускания МИ волн, нормированной на резонансную частоту, от величины коэффициента взаимодействия κ . Пунктирная линия – теория. Зеленым цветом показана теоретическая зависимость с

учетом взаимодействия с соседями «через одного» Синим цветом показаны величины, определенные по дисперсии, красным - по полосе пропускания МИ волн
 Отметим, что экспериментальные значения верхней и нижней частот,

ограничивающих полосу пропускания МИ волн, определялись двумя способами. Первый способ - по значению амплитуды сигнала над третьим элементом (чтобы исключить возбуждение на всех частотах, свойственное 1му и, как правило, 2му элементам даже вне полосы пропускания МИ волн – см. Рис.26), второй способ – по дисперсионной зависимости, описан ниже.

Используя программу обработки данных (по методике приведенной в п.2.5), из измеренных значений сигналов на разных частотах от разных элементов можно извлечь экспериментальную дисперсионную зависимость $\omega(k)$. При частотах в пределах полосы пропускания МИ волн для всех моноатомных аксиальных структур получены хорошие монотонные зависимости. При частотах в пределах полос поглощения виден шум, поскольку в данном диапазоне частот МИ волны не распространяются и предложенная методика не работает.

Хорошее согласие теории, описывающей распространение МИ волн в моноатомных метаматериалах, и наших экспериментальных данных получено для структур с d от 20 до 13 мм. Для примера на Рис 30 показаны дисперсионные зависимости МИ волн в структурах с $d_1=20$ мм и $d_2=13$ мм, с коэффициентами взаимодействия $\kappa_1=0.08$ и $\kappa_2=0.16$, соответственно. В этом случае экспериментальные результаты хорошо согласуются с теорией, учитывающей взаимодействие только ближайших соседей.

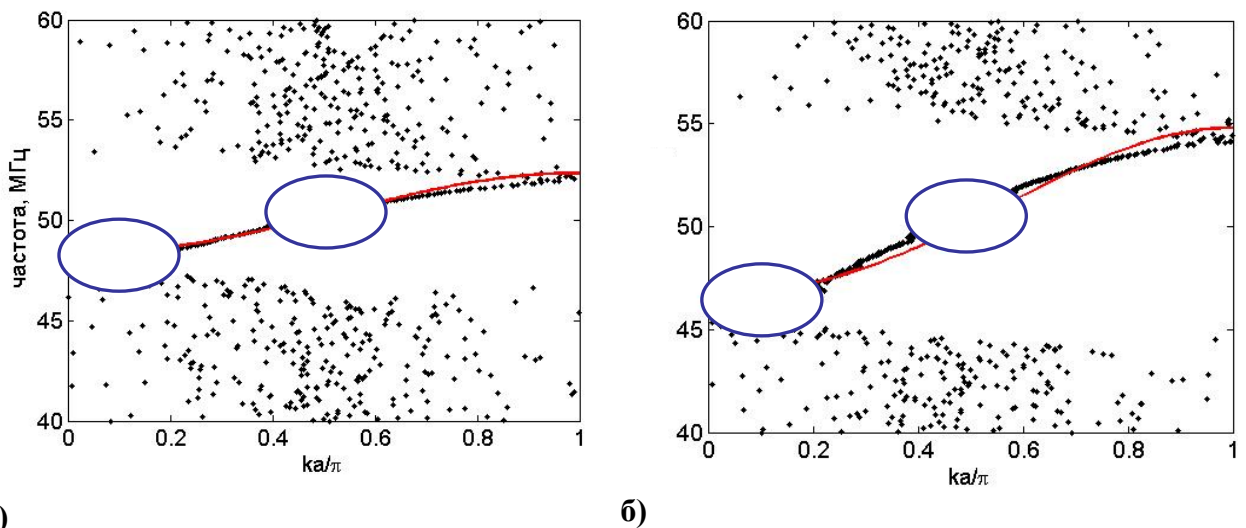


Рис.30 Дисперсионные зависимости МИ волн в моноатомных аксиальных структурах с расстоянием между элементами $d_1=20$ мм, $\kappa_1=0.08$ (а) и $d_2=13$ мм, $\kappa_2=0.16$ (б). Точки – экспериментальные значения, сплошная красная линия - теория, с учетом взаимодействия только ближайших соседей. Резонансная частота элементов $\omega_0=50.22$ МГц. Синим цветом выделены места наибольшего расхождения теории и эксперимента.

Коэффициент взаимодействия для подстановки в теоретические кривые был рассчитан по приближенной формуле, так как его значение не превышало 0.2, и в этом случае погрешность вычислений не больше 1%.

При дальнейшем уменьшении расстояния между элементами и, соответственно, при увеличении взаимодействия, начинается несовпадение эксперимента и теории. Причиной такого несовпадения может быть взаимодействие элементов не только с ближайшими соседями, но и соседями через одного.

3.2.2. Учет влияния взаимодействия со второй координационной сферой

Когда расстояние между элементами в монокристаллической структуре магнитного метаматериала становится равным 12 мм, теоретические и экспериментальные данные уже не так хорошо совпадают, так как коэффициент взаимодействия с элементами следующей координационной сферы становится достаточно большим. Дисперсионное уравнение МИ волн с учетом второго коэффициента взаимодействия получено в работе [17] и имеет вид:

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \kappa_1 \cos(\pi ka) + \kappa_2 \cos(2\pi ka)}}, \quad (3.7)$$

где κ_1 и κ_2 - коэффициенты взаимодействия между ближайшими элементами на расстоянии a и элементами на расстоянии $2a$, соответственно.

При использовании формулы (3.7), наблюдается лучшее совпадение экспериментальных значений и теории при d в пределах от 13 мм до 6 мм. Для примера на Рис.31 показаны данные для структуры с $d=12$ мм – (а) с учетом влияния только ближайших соседей, (б) с учетом влияния второй координационной сферы. Синим цветом выделены области наибольшего несовпадения экспериментальных данных и теории с учетом взаимодействия только ближайших соседей. Значение для коэффициентов взаимодействия κ_1 и κ_2 бралось из эксперимента, описанного в п.3.1. В этом случае $\kappa_1=0.18$. Расстояние d_2 между элементами «через один», с учетом ширины элементов ($h=5$ мм) было равно $d_2=2d_1+h=29$ мм, и соответствующий коэффициент взаимодействия равен $\kappa_2=0.03$. и в этом случае наблюдается лучшее совпадение теории и эксперимента.

Однако, при дальнейшем уменьшении расстояния между краями элементов, начиная с расстояния $d_1 < 6$ мм, теория и эксперимент снова начинают расходиться. Причиной такого поведения является возникновение электрического взаимодействия между элементами.

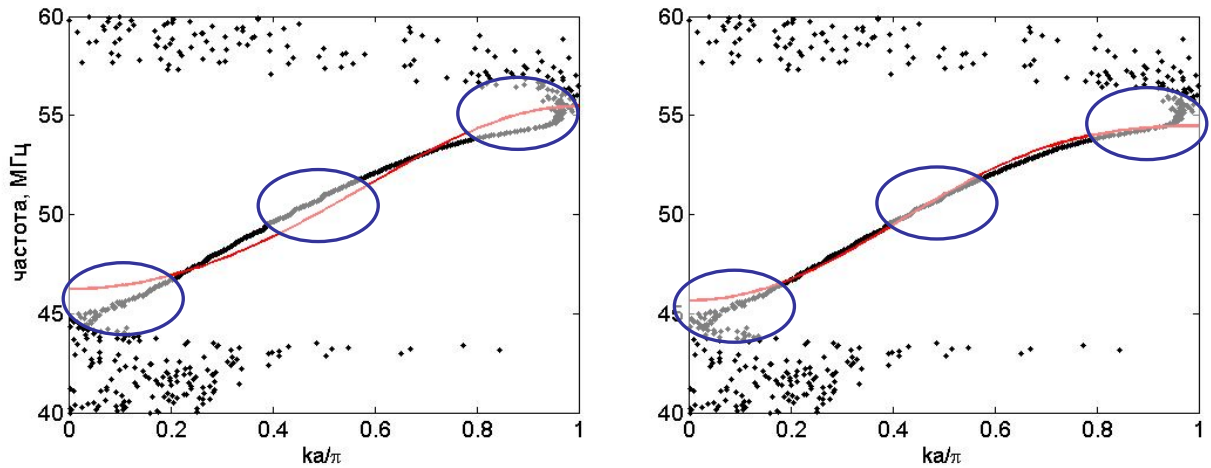


Рис.31. Дисперсионная кривая моноатомной структуры с расстоянием между элементами $d=12\text{мм}$ и $\kappa=0.18$ (а) с учетом влияния *только* ближайших соседей и (б) с учетом влияния соседей «через одного». Точки – экспериментальные значения, сплошная красная линия – теория. Синим цветом выделены места наибольшего расхождения теории и эксперимента. Резонансная частота элементов $\omega_0=50.22\text{ МГц}$.

3.2.3. Возникновение электрического взаимодействия при уменьшении расстояния между элементами

При расстоянии между краями элементов меньше 6мм наряду с магнитным взаимодействием между ними возникает и электрическое. В работе [24] предложена формула для описания суммарного магнитного и электрического взаимодействия, и показано, в частности, что оба вклада взаимодействия имеет разную частотную зависимость:

$$\kappa = \kappa_M - \kappa_E \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \quad (3.8)$$

где κ_M - магнитное взаимодействие и κ_E - электрическое взаимодействие.

Подставляя вместо первого коэффициента взаимодействия κ_1 в формуле (3.7) значения κ из (3.8) получим дисперсионную теоретическую зависимость с учетом электрического взаимодействия между ближайшими соседями и магнитного взаимодействия между ближайшими соседями и соседями «через одного» в виде

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \left(\kappa_{1M} - \kappa_{1E} \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) \cos(\pi ka) + \kappa_2 \cos(2\pi ka)}}. \quad (3.9)$$

На Рис.32 показана экспериментальная дисперсия МИ волн в структуре с расстоянием между краями ближайших элементов $d_1=6$ мм и значением $\kappa_1=0.39$, взятым из Табл. 3, и теоретическая зависимость без (а) и с учетом (б) электрического взаимодействия по формуле (3.7), соответственно. Величина κ_E подбиралась, таким образом, чтобы теоретическая линия была максимально приближена к экспериментальным данным. В данном случае значение $\kappa_E=0.04$.

Значения для остальных структур с расстоянием между метаатомами d_1 от 2 до 6 мм приведены в Табл.4. Во второй колонке представлено d_2 , расстояние между соседями «через одного» с учетом толщины элементов. В колонках 3 и 4 показаны соответствующие значения коэффициента магнитного взаимодействия из Табл. 4. В колонках 5, 6 и 7 значения κ_{1M} , κ_{1E} и κ_{2M} полученные из дисперсий соответствующих моноатомных линий. Графически значения для коэффициентов магнитного взаимодействия, определенных двумя методами показаны на Рис.33 (κ_{1M} – красным цветом, κ_1 - синим). Видно, что, начиная с расстояния $d_1=4$ мм, эти значения совпадают, хотя электрическое взаимодействие еще не обращается в ноль при этих расстояниях.

Таблица 4. Значения коэффициентов магнитного и электрического взаимодействия определенных разными методами

Расстояние между метаатомами		Из взаимодействия двух элементов (табл.4)		Из дисперсии моноатомной линии		
1	2	3	4	5	6	7
d_1 , мм	d_2 , мм	κ_1	κ_2	κ_{1M}	κ_{1E}	κ_{2M}
2	9	0.71	0.27	0.8	0.2	0.2
3	11	0.61	0.20	0.7	0.17	0.15
4	13	0.52	0.16	0.51	0.1	0.1
5	15	0.46	0.12	0.46	0.09	0.08
6	17	0.39	0.11	0.41	0.04	0.07

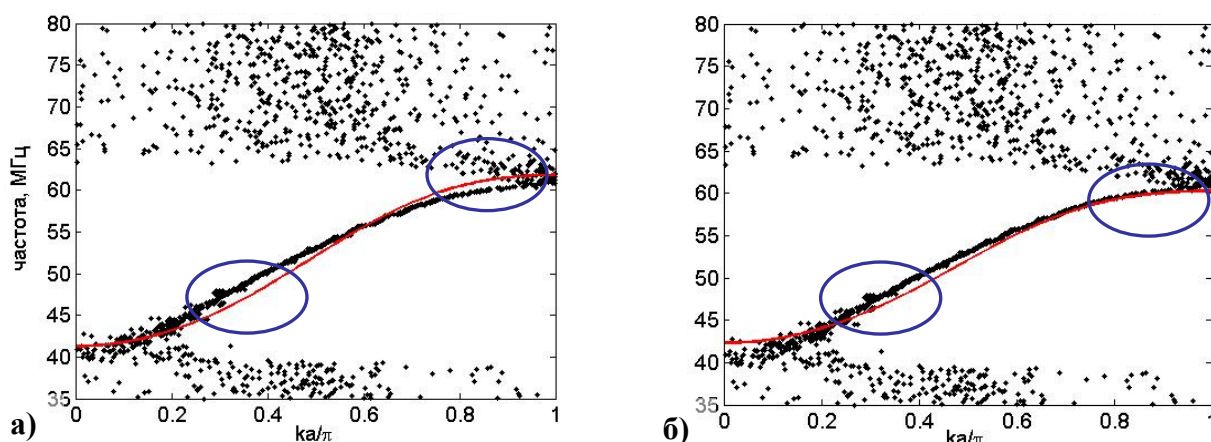


Рис.32. Дисперсионная кривая моноатомной структуры с расстоянием между элементами $d=6$ мм с учетом влияния соседей через одного (а) и с учетом влияния электрического взаимодействия (б). Точки – экспериментальные значения, сплошная линия - теория. Резонансная частота элементов $\omega_0=50.22$ МГц.

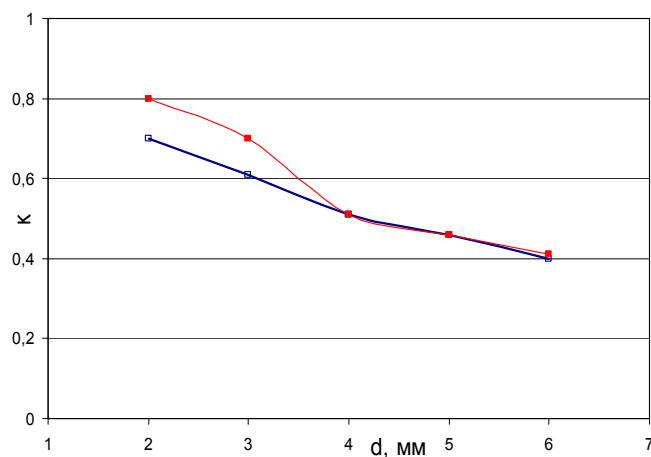


Рис.33 Зависимость коэффициентов магнитного взаимодействия κ_{1M} (красный) и κ_1 (синий) определенных разными методами, из дисперсии МИ волн в моноатомной линии и по расщеплению резонансной кривой двух взаимодействующих метаатомов, соответственно.

Таким образом, при исследовании моноатомных аксиальных магнитных метаматериалов в МГц диапазоне

- впервые экспериментально получена зависимость относительной ширины полосы пропускания МИ волн от величины коэффициента взаимодействия; показано, что когда расстояния между метаатомами не меньше их линейных размеров эта зависимость имеет линейных характер;

- получены данные о расстояниях между элементами, начиная с которых необходимо учитывать взаимодействие не только ближайших соседей, но и второй координационной сферы

- показана необходимость учета электрического взаимодействия при дальнейшем уменьшении расстояния между метаатомами при расстояниях менее 6 мм между краями элементов.

3.3. Дисперсионные свойства биатомного метаматериала

3.3.1 Влияние коэффициента взаимодействия на расщепление дисперсии в биатомных магнитных метаматериалах

Как уже упоминалось, в работе [21] обсуждалось два возможных способа создания биатомных метаматериалов, используя различие либо в резонансных частотах, либо в коэффициенте взаимодействия. Метаматериалы из двух сортов атомов были исследованы в работе [22]. Наша задача экспериментально показать возможность реализации второго метода.

Теоретически возможно подобрать значения параметров в обоих случаях так, чтобы реализовать, структуры с похожими свойствами, такими как ширина и положение полос пропускания. На Рис. 33 мы приводим например, подобранные нами теоретические дисперсионные зависимости для двух случаев биатомных метаматериалов с похожими свойствами. В первом случае для создания метаматериала используется два сорта метаатомов с резонансными частотами $\omega_1=57$ МГц и $\omega_2=43$ МГц, расположенными на одинаковом расстоянии и коэффициентом взаимодействия между ними $\kappa=0.2$. Во втором - резонансная частота $\omega=50$ МГц, а различаются коэффициенты взаимодействия $\kappa_1=0.6$ и $\kappa_2=0.09$. Цветными зонами отмечены на Рис.33 полосы пропускания МИ волн. При положительном κ , колебания токов в соседних элементах в одной элементарной ячейке в нижней зоне происходит в фазе, в верхней – в противофазе, поэтому можно говорить о фононоподобной дисперсии МИ волн в биатомных метаматериалах [8,21].

Теоретически понятно, что, изменяя расстояние между элементами, можно управлять шириной полос пропускания и поглощения, также, как если бы мы использовали два сорта метаатомов с различной резонансной частотой.

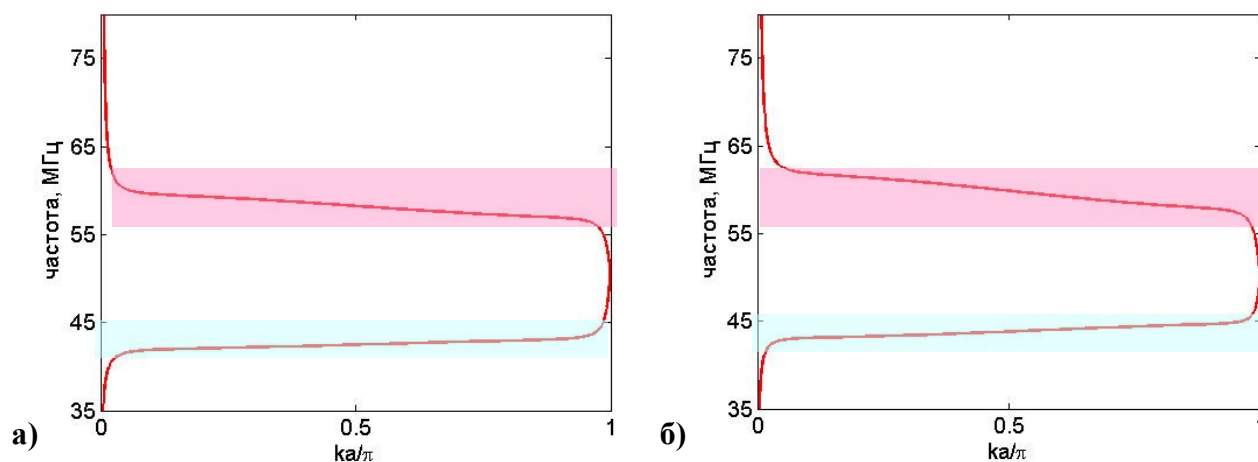


Рис. 33. Фононоподобное расщепление дисперсии биатомного магнитного метаматериала из: а) двух сортов метаатомов с резонансными частотами $\omega_1=57$ МГц и $\omega_2=43$ МГц, расположенными на одинаковом расстоянии и коэффициентом взаимодействия между ними $\kappa=0.2$; б) одного сорта метаатомов с резонансной частотой $\omega=50$ МГц, и разными коэффициентами взаимодействия $\kappa_1=0.6$ и $\kappa_2=0.09$.

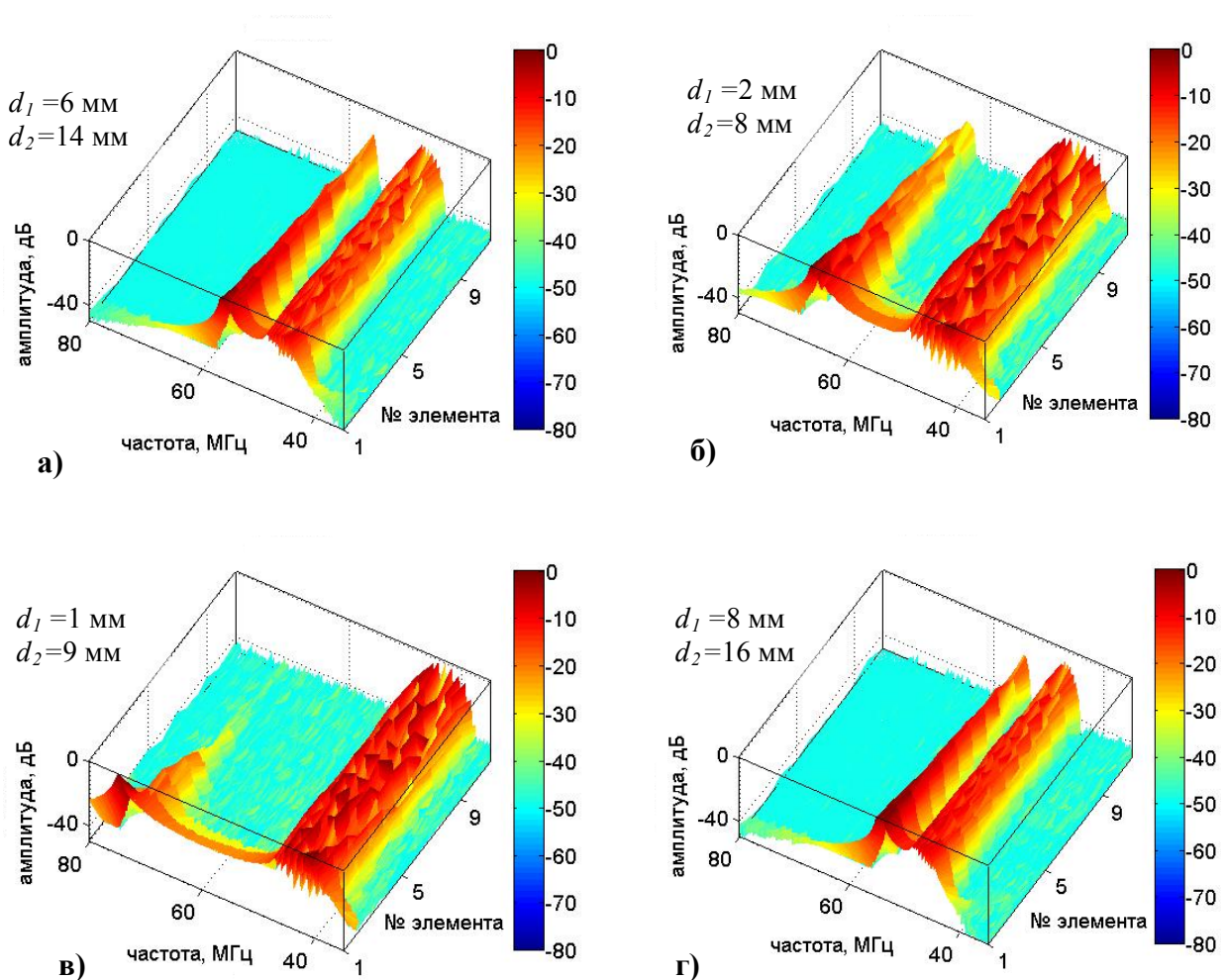


Рис.34. Фононоподобное расщепление полос пропускания МИ волн в биатомном магнитном метаматериале из метаатомов одного сорта с резонансной частотой $\omega_0=50.22$ МГц. Амплитудно-частотные характеристики в зависимости от номера элемента для структур а) $d_1=6$ мм и $d_2=14$ мм, б) $d_1=2$ мм и $d_2=8$ мм, в) $d_1=1$ мм и $d_2=9$ мм, г) $d_1=8$ мм и $d_2=16$ мм.

Для анализа влияния коэффициента взаимодействия на ширину полос пропускания в биатомных магнитных метаматериалах нами были проведены серии экспериментов для расстояний $d_1+d_2=10$ мм, 20 мм и 24 мм. Во всех структурах дисперсионная кривая расщепляется на 2 зоны пропускания, разделенных полосой поглощения, кроме случаев совпадения $d_1=d_2$, когда получается просто моноатомный метаматериал с одной оплосой пропускания МИ волн. Амплитудно-частотные характеристики всех исследованных серий показаны в Приложении 3. На Рис.34 показаны амплитудно-частотные характеристики в зависимости от номера элемента для 4х структур с разными расстояниями между элементами, которые доказывают возможность управления шириной полос пропускания и поглощения.

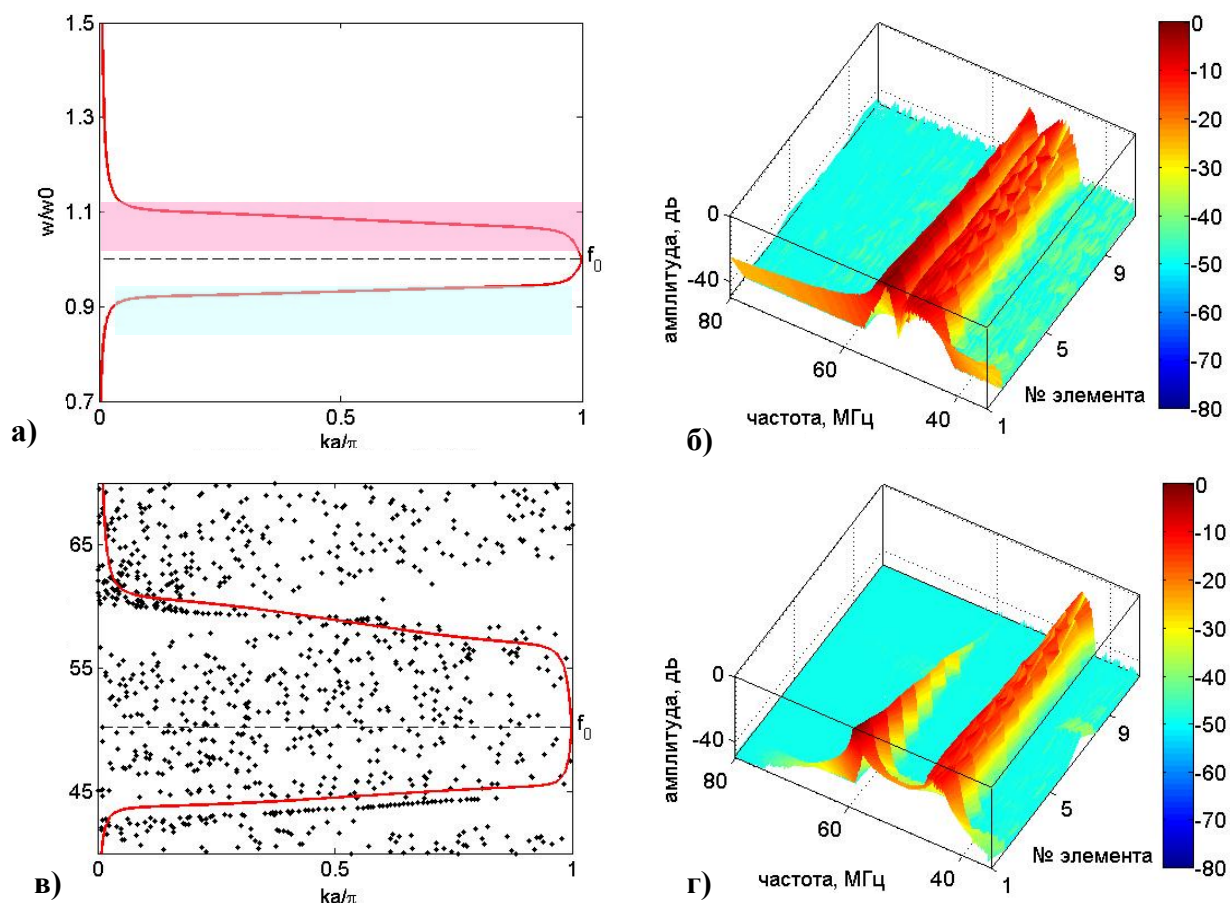


Рис.35. Расщепление дисперсии МИ волн в биатомных метаматериалах из идентичных элементов с резонансной частотой $\omega_0=50.22$ МГц на две полосы пропускания
а) теоретическая дисперсия для структуры с расстояниями $d_1 = 10$ мм и $d_2 = 14$ мм;
б) ее амплитудно-частотная характеристика в зависимости от номера элемента;
в) дисперсия для структуры с расстоянием между элементами $d_1 = 4$ мм и $d_2 = 20$ мм;
г) ее амплитудно-частотная характеристика в зависимости от номера элемента;
Точки - экспериментальные значения, сплошная линия – теория.

На Рис.35 показана дисперсионная кривая с узкой полосой поглощения (а) и соответствующая амплитудно-частотная характеристика в зависимости от номера элемента (б). В этой структуре расстояния между элементами $d_1 = 10$ мм и $d_2 = 14$ мм, а соответствующие коэффициенты взаимодействия $\kappa_1 = 0.245$ и $\kappa_2 = 0.14$. В этом случае ширина нижней полосы пропускания составляет 3 МГц, верхней полосы пропускания - 1.5 МГц, а зоны поглощения – 6.5 МГц. Аналогичные зависимости для структуры с $d_1 = 4$ мм и $d_2 = 20$ мм и $\kappa_1 = 0.245$ и $\kappa_2 = 0.14$ показаны на Рис.35 (в) и (г) соответственно. Видно, что в этом случае полоса поглощения уже 13.81, т.е. фактически обе полосы пропускания предыдущей структуры находятся в полосе поглощения.

С точки зрения теории (формула (1.8)) коэффициенты κ_1 и κ_2 равнозначны. Действительно наши данные это подтверждают, если сравнивать соответствующие структуры (для удобства восприятия в Приложении 3 они отмечены одним цветом). Различие состоит только в амплитуде распространяющегося сигнала, если $d_1 > d_2$.

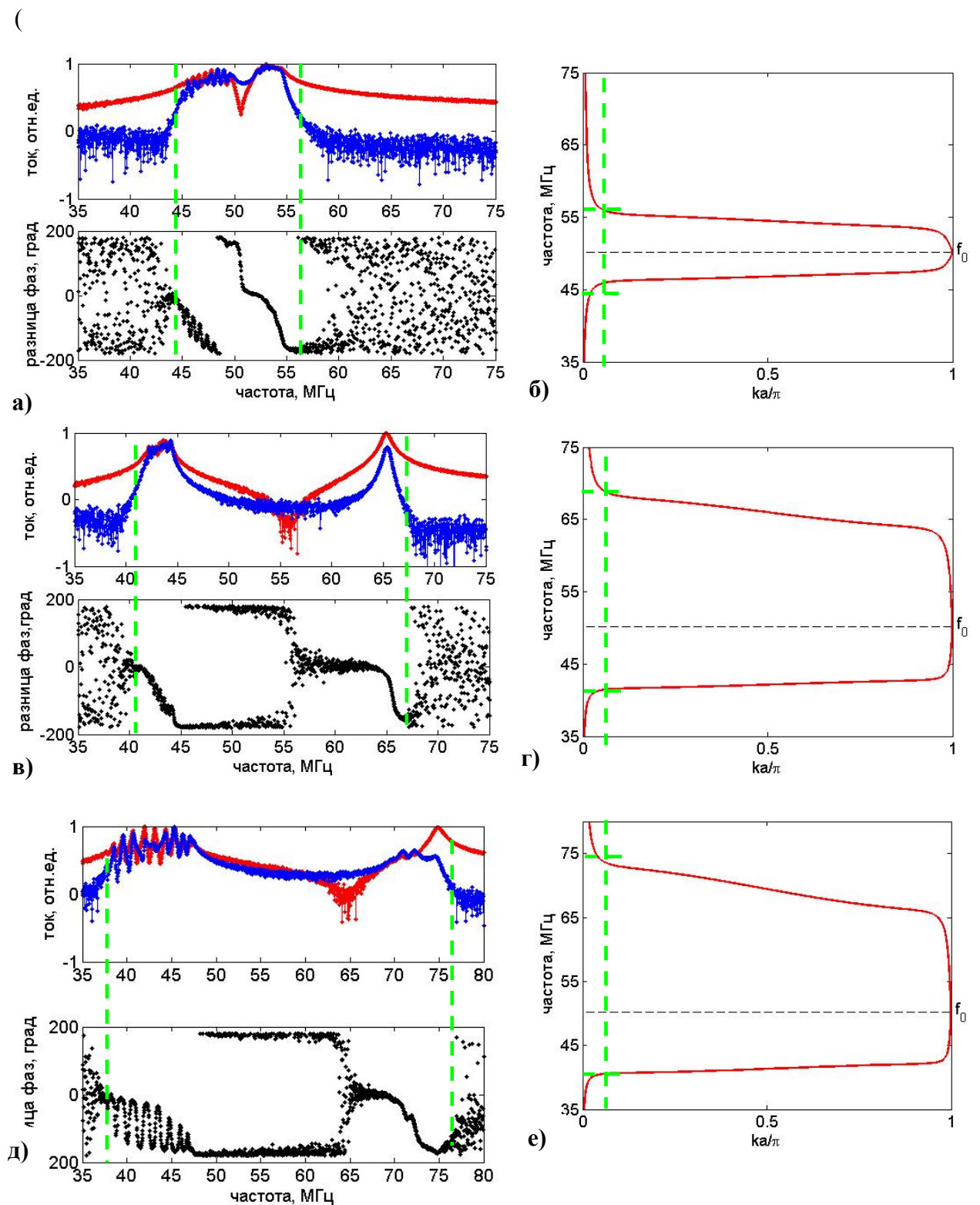


Рис.36. Частотная зависимость сигналов и разность фаз на 3м и 4м элементах и соответствующее фоновоподобное расщепление дисперсионной кривой для $d_1 = 10$ мм и $d_2 = 14$ мм(а, б); $d_1 = 2$ мм и $d_2 = 22$ мм (в, г); $d_1 = 1$ мм и $d_2 = 9$ мм (д, е).

На Рис 36 показаны экспериментальные частотные зависимости сигналов во второй элементарной ячейке (на 3м и 4м элементах) и соответствующие им разности фаз (слева) и теоретические дисперсионные зависимости (справа). Видно, что в начале нижней полосы

пропускания (при малых значениях волнового вектора k , показанных на рисунке зеленой прерывистой линией) ток в соседних метаатомах находится в фазе. То же самое и в начале верхней полосы пропускания при малых k (соответствующих высоким частотам) токи в соседних элементах в противофазе, что соответствует фононоподобному поведению дисперсии МИ волны в биатомных метаматериалах с положительным взаимодействием между элементами.

3.3.2 Влияние электрического взаимодействия

Как уже упоминалось выше, при расстояниях между краями элементов $d < 6$ мм, возникает электрическое взаимодействие между элементами. Как видно из формулы (3.7) магнитный и электрический вклады имеют разную частотную зависимость. В работе [24] было показано, что по виду частотной зависимости ширины полос пропускания от величины коэффициента взаимодействия можно определить, какой вид взаимодействия электрического или магнитного преобладает. При фиксированном значении одного коэффициента взаимодействия, второй может меняться в пределе от 0 до 2 (теоретически). На Рис.37 показаны теоретические зависимости ширины полос пропускания в зависимости от величины одного коэффициента взаимодействия при фиксированном значении другого $\kappa = 0.5$ для предельных случаев только магнитного или только электрического взаимодействия. В зависимости от типа взаимодействия (магнитное или электрическое) по разному происходит изменение ширины полос пропускания МИ волн. В случае магнитного взаимодействия резко увеличивается верхняя полоса пропускания, в то время как электрическое взаимодействия больше влияет на изменение нижней полосы пропускания.

Чтобы проверить это предположение мы исследовали серию биатомных структур с параметрами близкими к теоретическим. Так при $d_1 = 4$ мм коэффициент взаимодействия $\kappa_1 = 0.54$. Изменяя расстояния d_2 в пределах от 1 мм до 20 мм, мы можем варьировать κ_2 практически на порядок величины в пределах от 0.85 до 0.083. При совпадении значений $d_1 = d_2 = 4$ мм получалась очевидная моноатомная линия с одной полосой пропускания. Амплитудно-частотные характеристики в зависимости от номера элемента для всех исследованных биатомных структур с $d_1 = 4$ мм и различными расстояниями d_2 в пределах от 1 мм до 20 мм. приведены в Приложении 3. Наши экспериментальные данные подтверждают, что чем больше разница в расстояниях, и соответственно в величинах κ_1 и κ_2 , тем сильнее, расщепление на две полосы пропускания МИ волн, т.е. тем шире полоса поглощения вблизи резонансной частоты элементов.

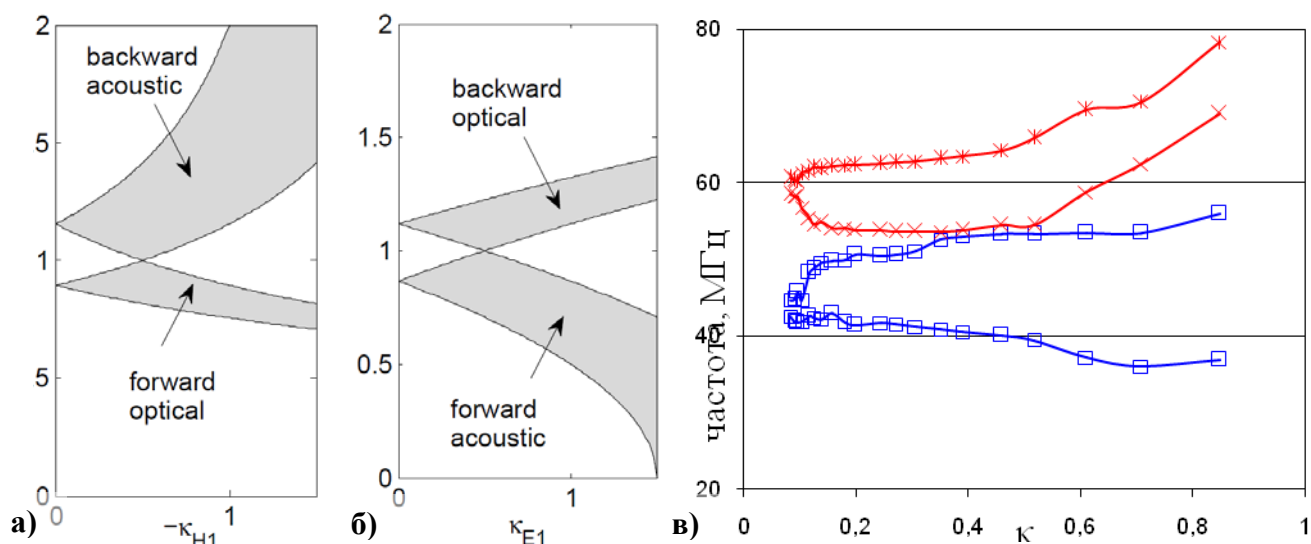


Рис.37 Теоретическая зависимость ширины полос пропускания и зоны поглощения МИ волн в биатомном метаматериале магнитным (а) и электрическим (б) взаимодействием от величины коэффициента взаимодействия κ_2 при фиксированном $\kappa_1 = 0.5$ из работы [24].
 в) Экспериментальная зависимость ширины полос пропускания и зоны поглощения МИ волн в биатомном магнитном метаматериале от величины коэффициента взаимодействия κ_2 при фиксированном $\kappa_1 = 0.54$, соответствующем расстоянию $d_1=4$ мм. Расстояние d_2 изменялось от 1 до 20 мм. При $d_2=4$ мм и $\kappa_2=\kappa_1=0.54$ происходит слияние полос в одну.

Экспериментальная зависимость полос пропускания и зоны поглощения МИ волн в биатомном магнитном метаматериале от величины коэффициента взаимодействия κ_2 показана на Рис.37(в).

По виду этой зависимости можно сказать, что, начиная с расстояния между краями элементов $d < 6$ мм ($\kappa > 0.4$) существенное значение имеет электрическое взаимодействие, т.е. происходит уширение нижней полосы пропускания, и это необходимо учитывать при конструировании метаматериалов.

Таким образом, при исследовании биатомных метаматериалов - впервые экспериментально доказана возможность создания биатомных метаматериалов из идентичных элементов с фононоподобным расщеплением дисперсии;

- впервые экспериментально получена зависимость ширины полос пропускания и поглощения МИ волн от величины коэффициента взаимодействия κ_2 при фиксированном $\kappa_1 = 0.54$;

- впервые экспериментально доказано, что при расстояниях между краями элементов меньше 6мм необходимо учитывать влияние электрического взаимодействия.

Основные результаты и выводы

Исследовано взаимодействие двух аксиальных метаатомов в виде расщепленных кольцевых резонаторов с впаянной емкостью и резонансной частотой $\omega=50.22$ МГц в зависимости от расстояния между ними:

- получена экспериментальная зависимость коэффициента взаимодействия при расстояниях между краями элементов от 1 до 70мм;
- экспериментально подтверждено, что при расстояниях от 56мм возможно пренебречь магнитоиндуктивным взаимодействием элементов
- уточнена методика расчета коэффициента взаимодействия по величине расщепления резонансной кривой при расстояниях меньше линейных размеров элементов

Исследована дисперсия МИ волн в МГц диапазоне в моноатомных аксиальных магнитных метаматериалах с различным расстоянием между метаатомами:

- впервые экспериментально получена зависимость относительной ширины полосы пропускания МИ волн от величины коэффициента взаимодействия; показано, что при расстояниях между метаатомами больше их линейных размеров эта зависимость имеет линейный характер;
- получены систематические данные о расстояниях между элементами, начиная с которых необходимо учитывать взаимодействие не только ближайших соседей, но и влияние второй координационной сферы;
- экспериментально подтверждена необходимость учета электрического взаимодействия при дальнейшем уменьшении расстояния между метаатомами при расстояниях менее 6 мм между краями элементов.

Исследована дисперсия МИ волн в МГц в биатомных аксиальных магнитных метаматериалах с различными расстояниями между метаатомами:

- впервые экспериментально доказана возможность создания биатомных метаматериалов из идентичных элементов с фононоподобным расщеплением дисперсии;
- впервые экспериментально получена зависимость ширины полос пропускания и поглощения МИ волн от величины коэффициента взаимодействия k_2 при фиксированном $k_1 = 0.54$;
- впервые экспериментально доказано, что при расстояниях между краями элементов меньше 6мм необходимо в МГц диапазоне учитывать влияние электрического взаимодействия.

Литература

1. Веселаго В.Г. УФН, т. 92, стр. 517-522. (1968)
2. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C. Phys. Rev.Lett. V. 84. P. 4184. (2000)
3. Marques R., Martel J., Mesa F., Medina F. Microw. Opt. Technol. Lett., 36, p. 405–408. (2002).
4. Shamonina E., Kalinin V., Ringhofer, K., Solymar L. Electron. Lett., 38, p. 371–372. (2002).
5. Shamonina, E. Phys. Stat. Sol. B, 245, p. 1471–1482. (2008).
6. Wiltshire M., Shamonina E., Young I., Solymar L. Electron. Lett, 39, p.215–217. (2003).
7. Ашкрофт Н., Мерман Н., Физика твердого тела, «Мир», Москва, т.2 стр. 62-66. (1979)
8. Radkovskaya A., Sydoruk O., Shamonin M., Stevens C.J., Faulkner G., Edwards D.J., Shamonina E., Solymar L. IET Microw. Ant. Prop. 1, p. 80–83. (2007).
9. Pendry J.B. Phys. Rev.Lett., 85, p. 3966-3969. (2000)
10. Sydoruk O., Shamonin M., Radkovskaya A., Zhuromskyy O., Shamonina E., Trautner R., Stevens C.J., Faulkner G., Edwards D.J., Solymar L. J. Appl. Phys. V.101 p.073903-1-8 (2007).
11. Nacher J.C., Ochiai T., arXiv. v1. P. 1010.1611. (2010)
12. Andrea Alù, Nader Engheta, Phys. Rev. E, 72. (2005)
13. Schurig D., Mock J.J., Justice B.J., Cummer S.A., Pendry J.B., Starr A.F., Smith D.R., Science v.314, p.977 (2006)
14. Majid Gharghi, Christopher Gladden, Thomas Zentgraf, Yongmin Liu, Xiaobo Yin, Jason Valentine, Xiang Zhang, Nano Lett. (2011)
15. Sydoruk O. Osnabrueck. PhD Thesis (2007)
16. Веселаго В.Г. УФН, т. 179, №6 с. 689–694 (2009)
17. Solymar L. and Shamonina E., Oxford Univ. Press., Oxford (2009).
18. Sydoruk O. Osnabrueck. PhD Thesis. (2007)
19. Sydoruk O, Radkovskaya A., Zhuromskyy O., Shamonina E., Shamonin M., Stevens C.J., Edwards D.J., Faulkner G., Solymar L. Phys. Rev. B. V.73, p. 224406. (2006)
20. Sydoruk O., Radkovskaya A., Zhuromskyy O., Shamonina E., Solymar L. Magnetoinductive waves II: Chapter 36 in Theory and Phenomena of Metamaterials. Handbook of Artificial Materials. F. Capolino (Ed), CRC Press. (2009)
21. Sydoruk O, Zhuromskyy O, Shamonina E, Solymar L Appl. Phys.Lett., 87, p. 072501-1-3. (2005).
22. Radkovskaya A., Shamoninb M., Stevens C.J., Faulknerc G., Edwards D.J., Shamonina E., Solymare L. Journal of Magnetism and Magnetic Materials v. 300, p. 29–32. (2006)
23. Радковская А.А., Прудников В.Н. П.Н., Бабушкин А.К., Королев А.Ф., Сухоруков А.П. Специальный физический практикум. Волны в магнитных метаматериалах с сильным взаимодействием между элементами. Супер-линза. стр. 43. (2009)
24. Radkovskaya A, Shamonina E. 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics – Metamaterials Thesis, (2013)
25. M. Soukoulis, M. Wegener Nature photonics V. 5 p.523-530. (2011).
26. И.Б. Вендик, О.Г. Вендик. ЖТФ, т.83, вып. 1, с.3-28. (2013).

Результаты проведенных исследований доложены на международных конференциях и опубликованы в работах:

1. **Пальванова Г.С.** Фононоподобная дисперсия в биатомных магнитных метаматериалах, Сборник тезисов международной конференции студентов. Аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам, «Ломоносов-2012», Секция «ФИЗИКА», Москва, МГУ, 9-13 апреля 2012
2. **Пальванова Г.С.** Способы создания биатомных магнитных метаматериалов: сравнение теории и эксперимента, Сборник тезисов международной конференции студентов. Аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам, «Ломоносов-2013», Секция «ФИЗИКА», Москва, МГУ, 8-13 апреля 2013
3. А.Радковская, В.Прудников, О.Котельникова, **Г.Пальванова**. Экспериментальное исследование фононоподобной дисперсии в биатомных магнитных метаматериалах в МГц диапазоне. Сборник трудов XXII Международной конференции 17–21 сентября 2012 г., Астрахань, с. 35-38
4. А.А.Радковская, В.Н.Прудников, О.А.Котельникова, Г.С.Пальванова, В.В.Прокопьева, А.С.Андреев, П.Н.Захаров, А.Ф.Королев, А.П.Сухоруков. Экспериментальное исследование фононоподобной дисперсии в биатомных магнитных метаматериалах в МГц диапазоне.
5. А.А. Радковская, Г.С. Пальванова, Е.И. Лебедева, В.Н. Прудников, О.А. Котельникова, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев, А.П. Сухоруков. Экспериментальное исследование ориентационной анизотропии взаимодействия метаатомов в дискретных магнитных метаматериалах в ГГц диапазоне. Известия РАН. Том 77, № 12, с. 1706–1712. (2013)

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

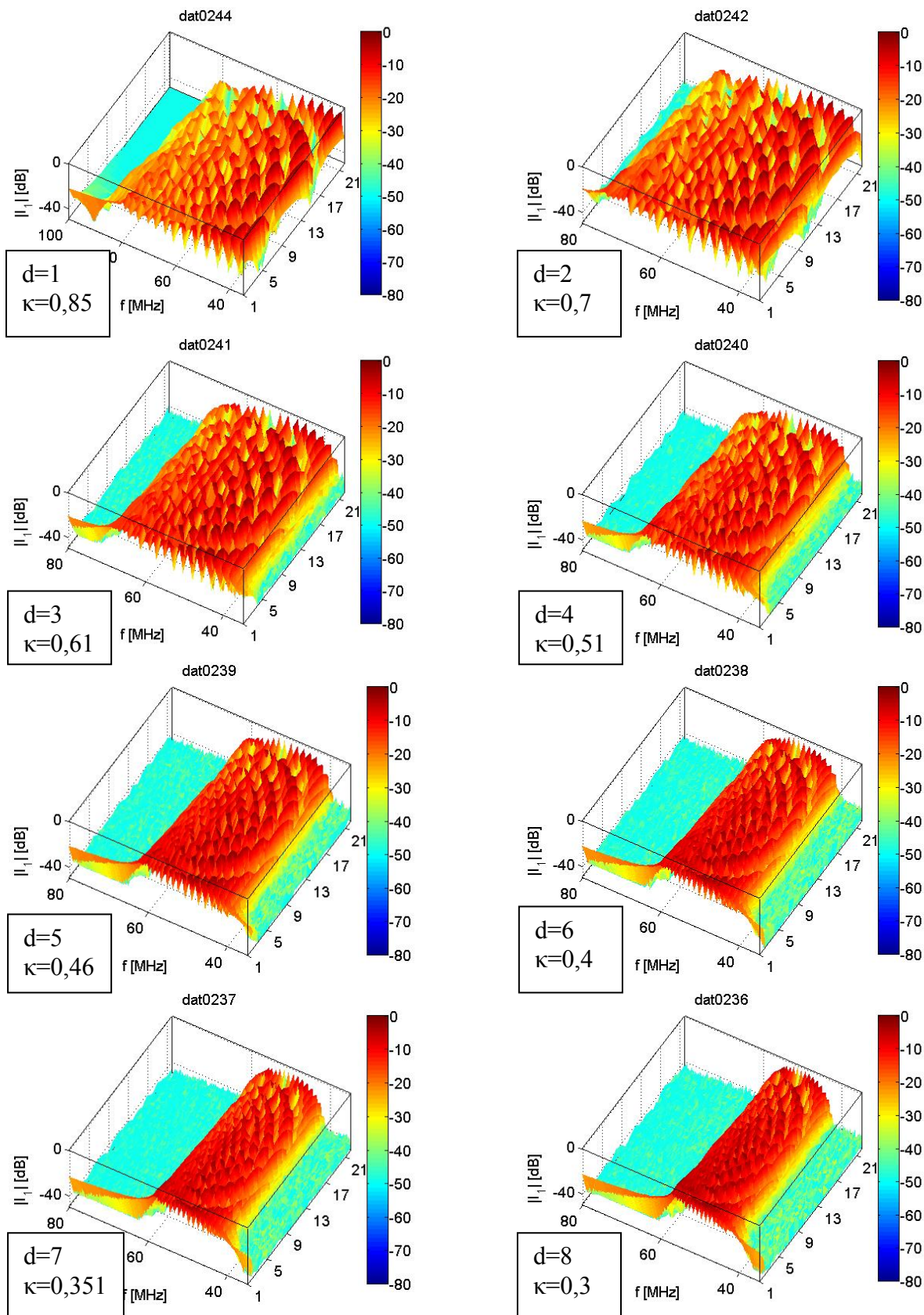
Технические характеристики векторного анализатора *Rohde&Schwarz ZVB20*

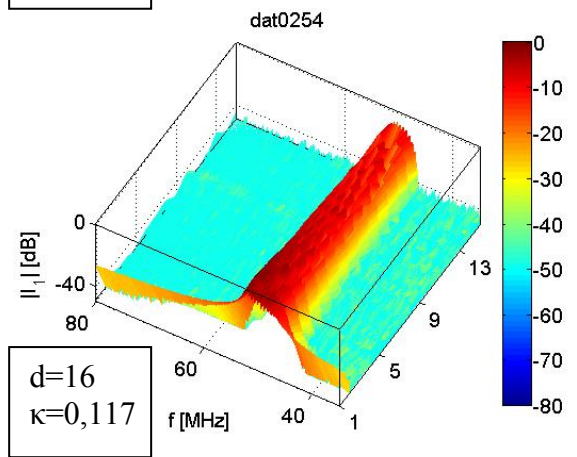
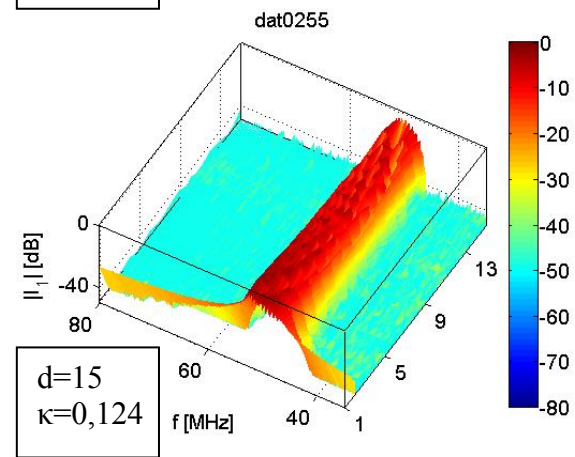
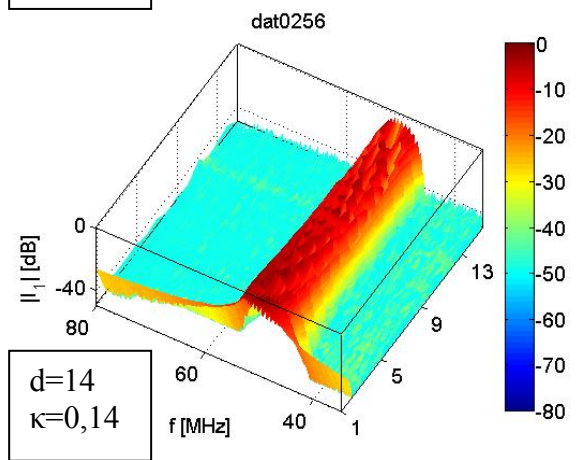
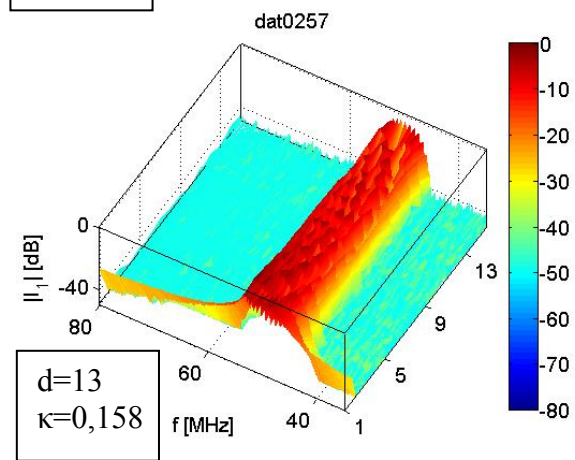
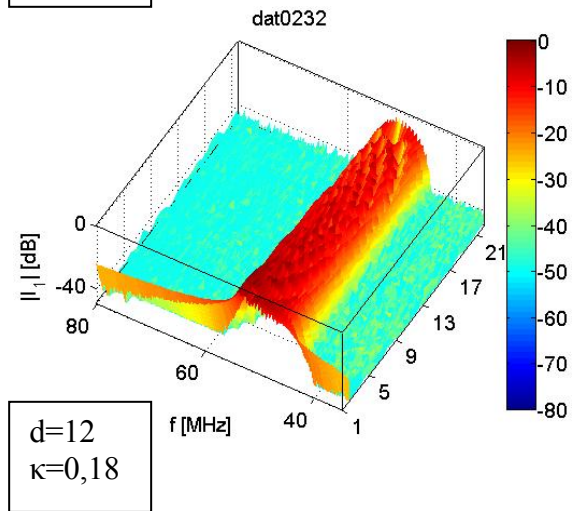
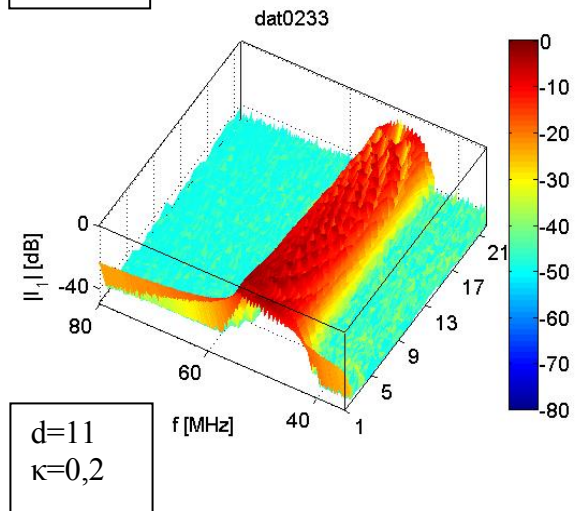
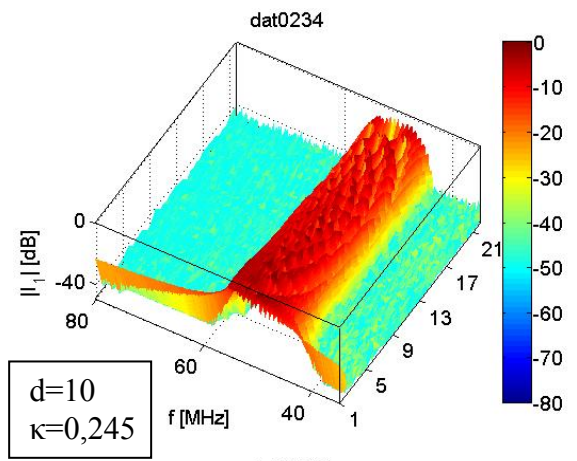
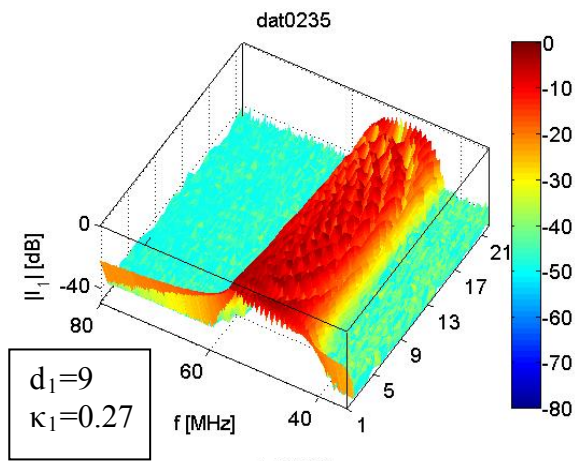
Диапазон измерений	от 10 МГц до 20 ГГц
Количество измерительных портов	два или четыре
Время измерения одной точки при полосе ПЧ 500 кГц, режим CW	<4,5 мкс
Время измерения (201 точка)	<4,5 мс
Время передачи данных (201 точка) По шине IEC/IEEE По локальной сети 100 Мбит/с по протоколу VX11 По локальной сети 100 Мбит/с по протоколу RSIB	<2,9 мс <1,3 мс <0,7 мс
Время переключения Между каналами Между наборами настроек	<1 мс <10 мс
Динамический диапазон в полосе измерения 10 Гц (зависит от типа прибора)	
Между измерительными портами (спец.)	>120 дБ
Между измерительными портами (тип.)	>130 дБ
Выходная мощность измерительного порта	>10 дБмВт, тип. 15 дБмВт
Диапазон развертки по мощности	>40 дБ, тип. 55 дБ
Полоса ПЧ	от 1 Гц до 500 кГц
Количество каналов, диаграмм, кривых	>100 для каждого
Количество точек на кривую	от 1 до 60001
Операционная система	Windows XP Embedded

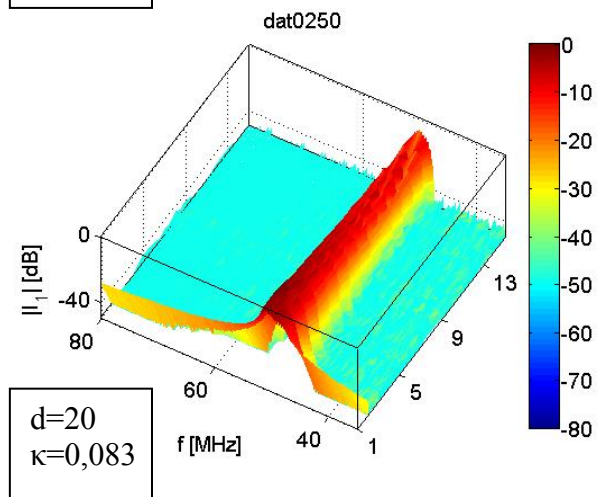
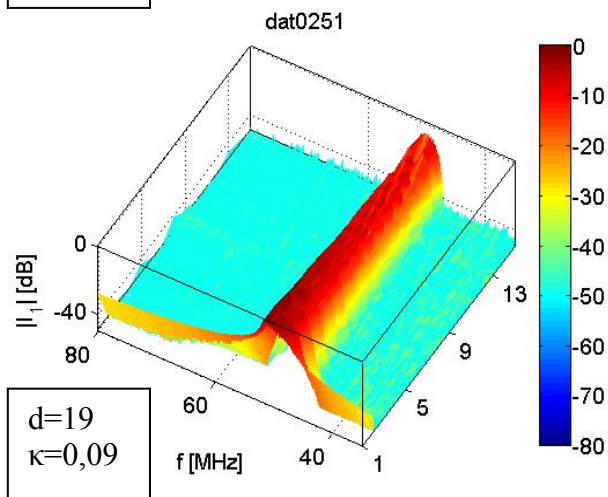
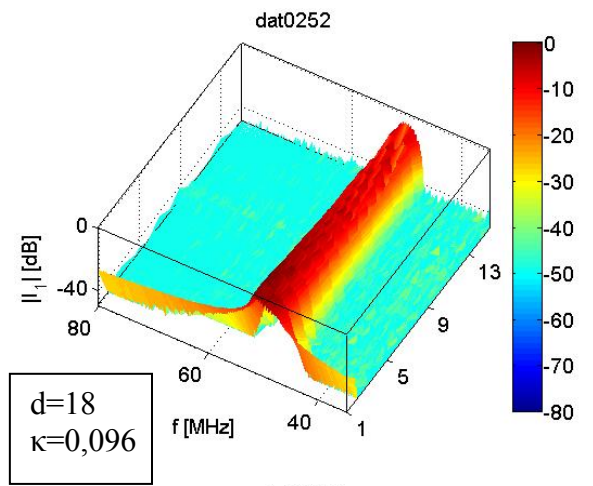
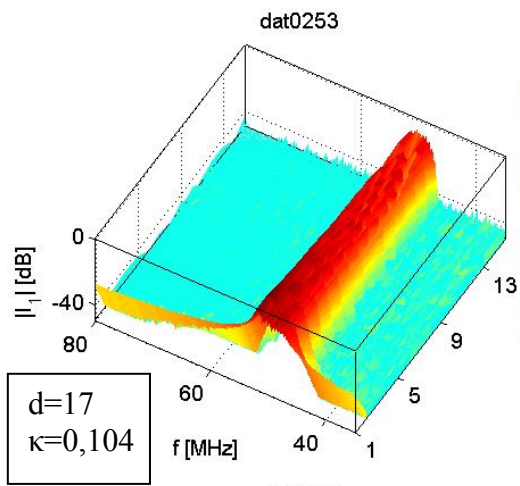
ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Амплитудно-частотные характеристики МН волн в серии моноатомных магнитных метаматериалов из идентичных метаатомов с резонансной частотой 50.22 МГц и расстоянием между метаатомами d от 1мм до 20мм

На вставках указаны параметры решетки и значения соответствующих коэффициентов взаимодействия



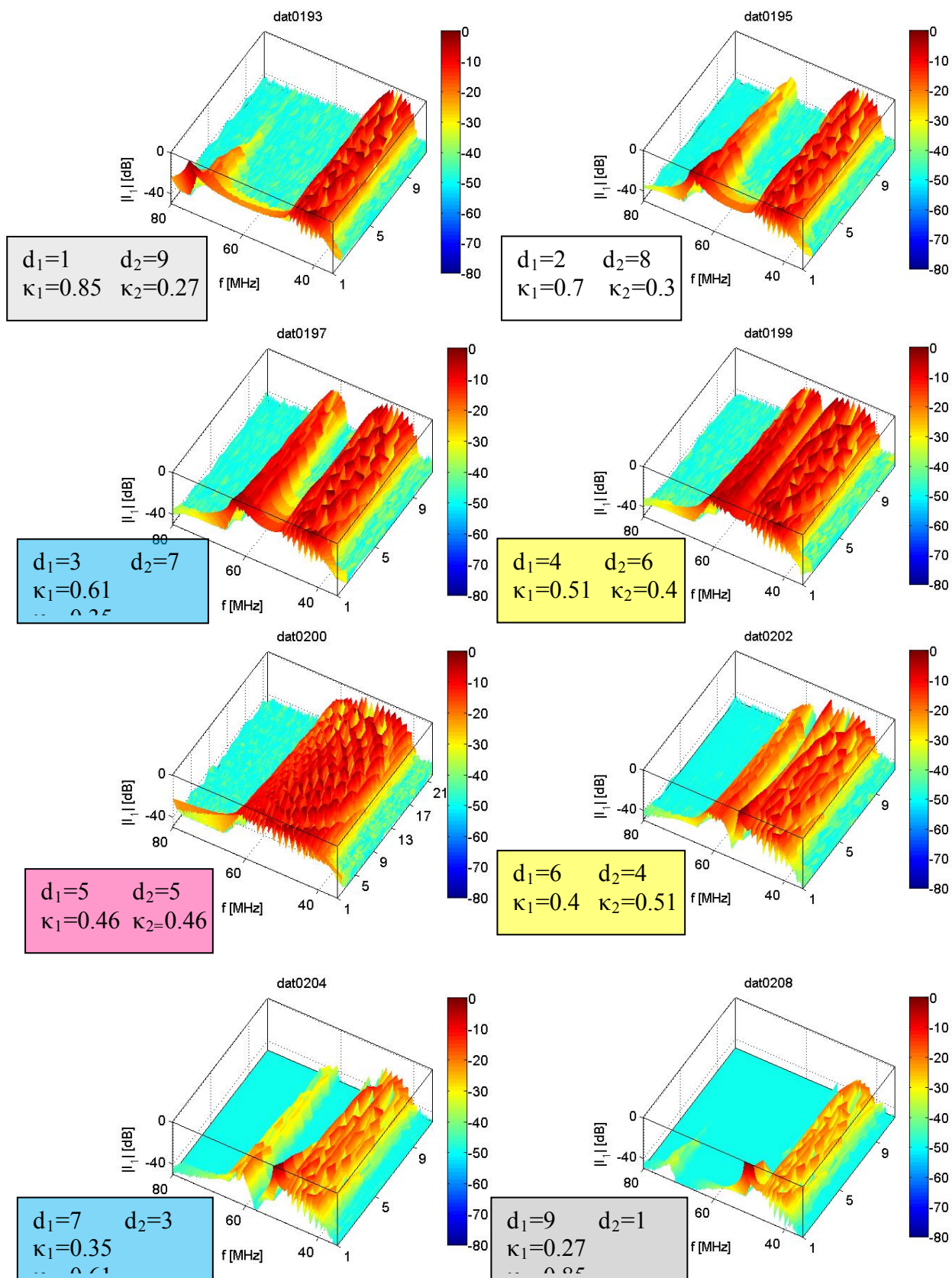




ПРИЛОЖЕНИЕ 3

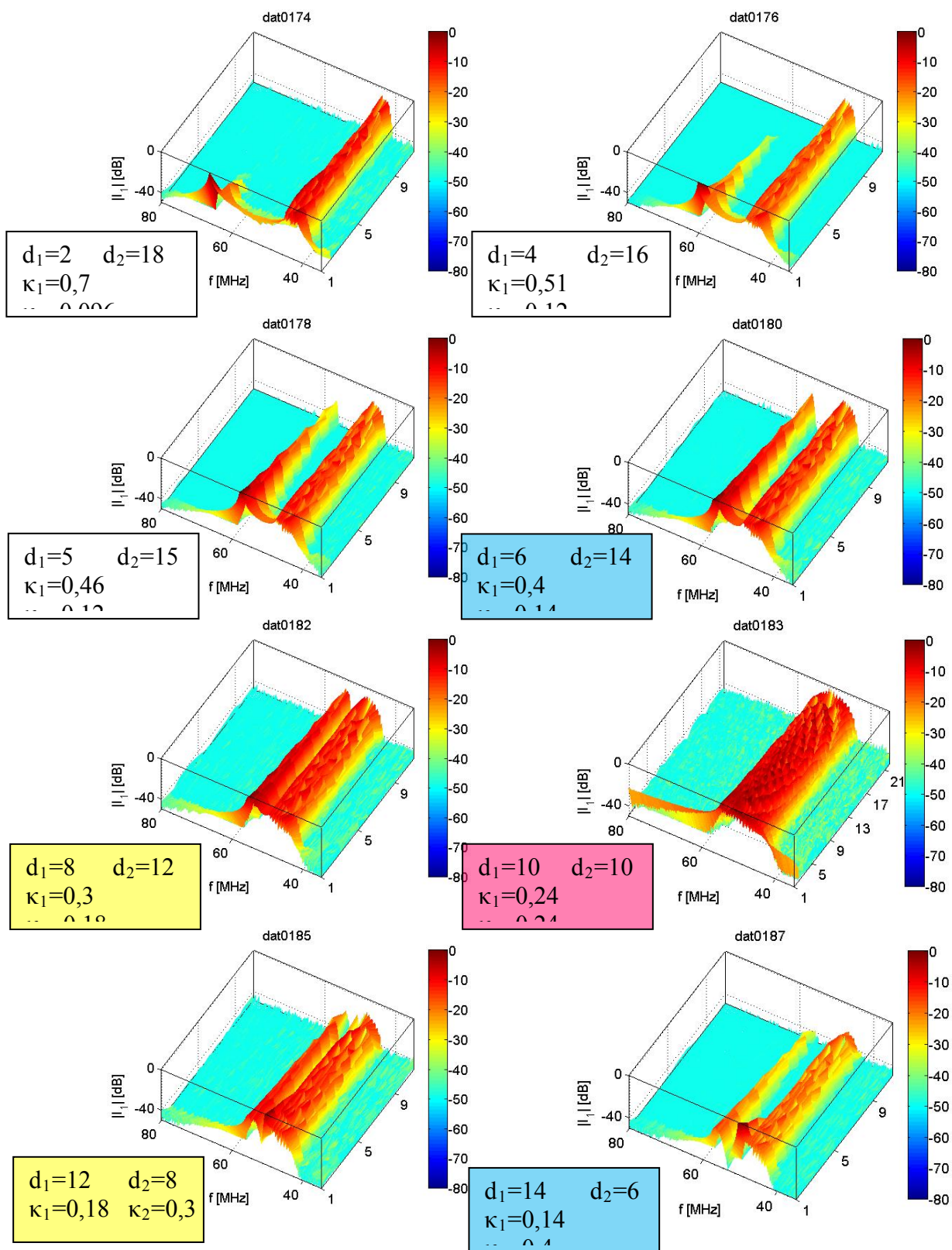
Амплитудно-частотные характеристики МИ волн в серии биатомных магнитных метаматериалов из идентичных метаатомов с резонансной частотой 50.22 МГц и расстоянием между метаатомами $d_1+d_2=10$ мм.

На вставках указаны параметры решетки и значения соответствующих коэффициентов взаимодействия



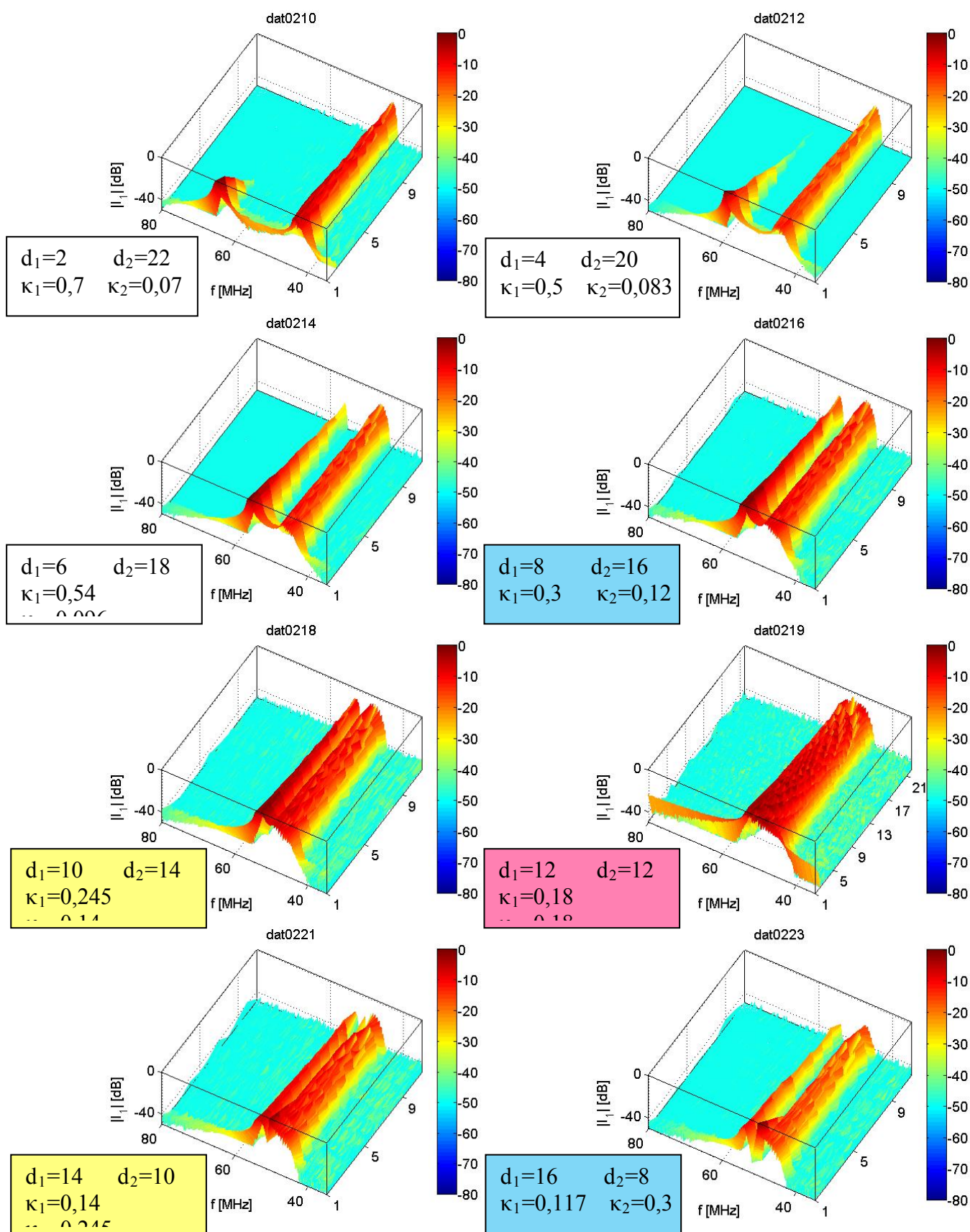
Амплитудно-частотные характеристики МИ волн в серии биатомных магнитных метаматериалов из идентичных метаатомов с резонансной частотой 50.22 МГц и расстоянием между метаатомами $d_1+d_2=20$ мм.

На вставках указаны параметры решетки и значения соответствующих коэффициентов взаимодействия

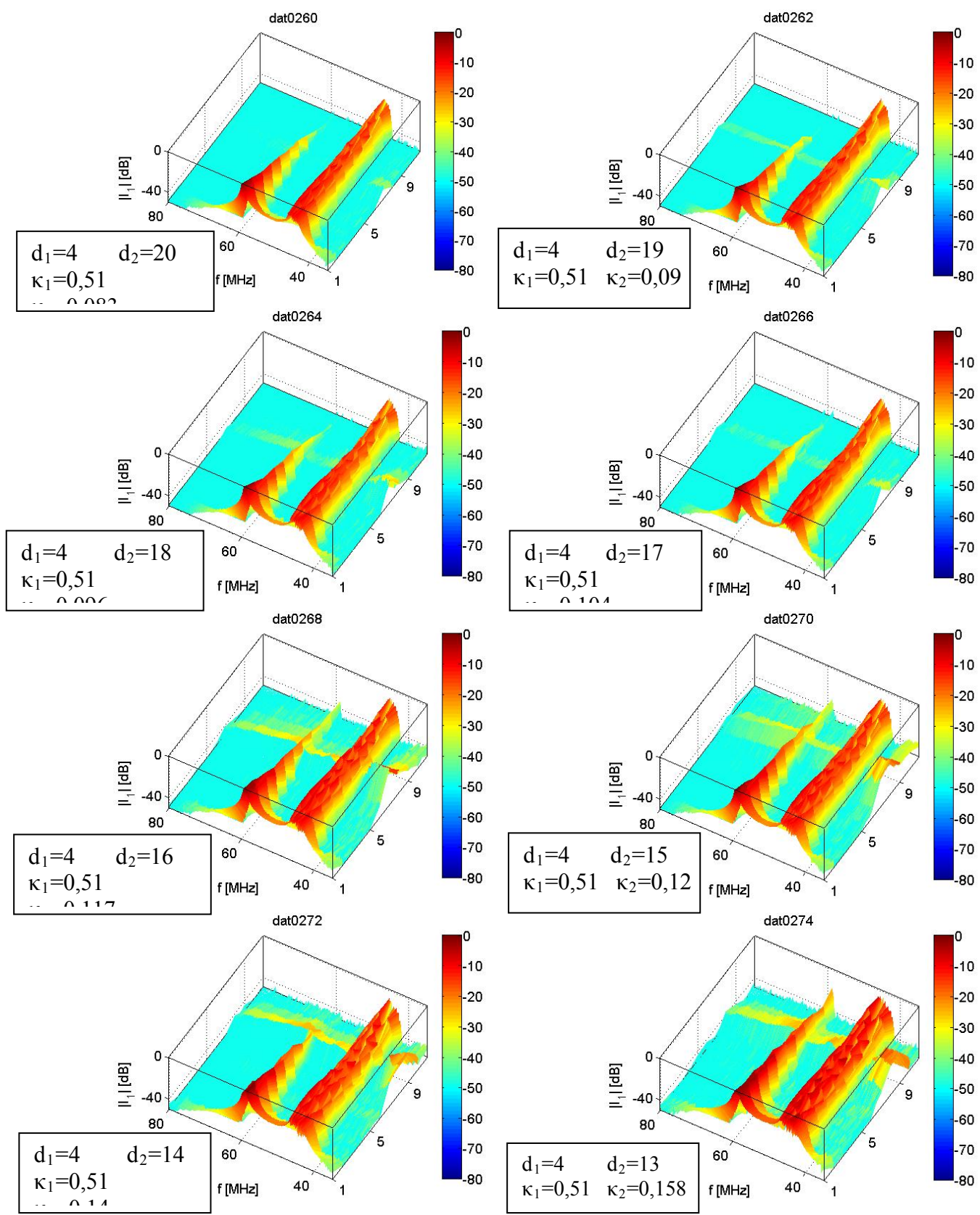


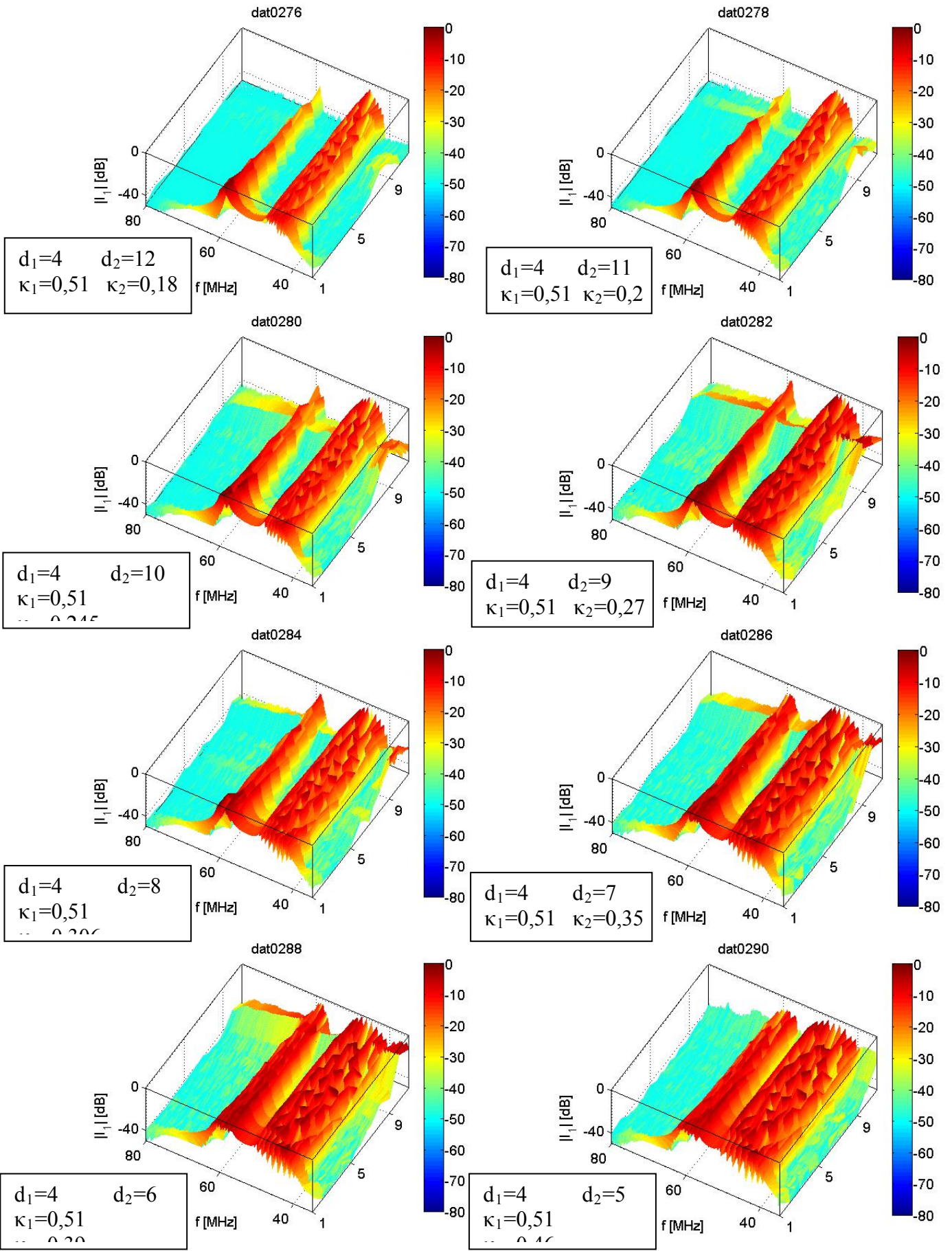
Амплитудно-частотная характеристики МИ волн в серии биатомных магнитных метаматериалов из идентичных метаатомов с резонансной частотой 50.22 МГц и расстоянием между метаатомами $d_1+d_2=24$ мм.

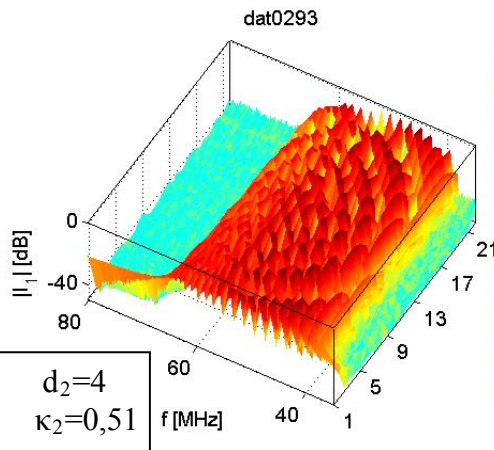
На вставках указаны параметры решетки и значения соответствующих коэффициентов взаимодействия



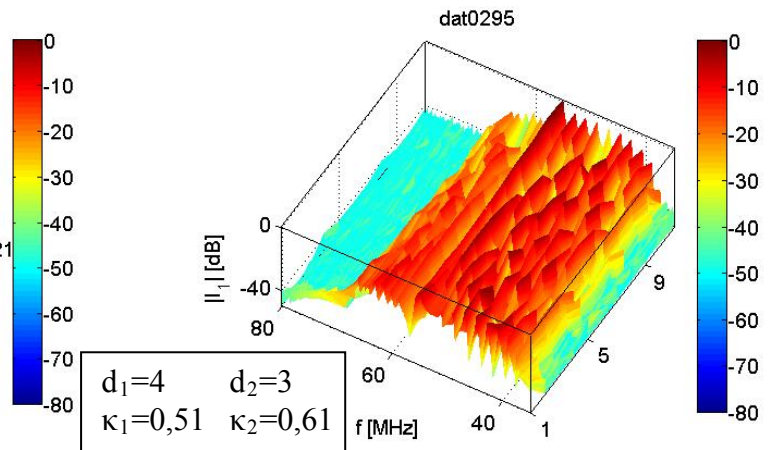
Амплитудно-частотные характеристики МИ волн в серии биатомных магнитных метаматериалов из идентичных метаатомов с резонансной частотой 50.22 МГц, расстоянием между метаатомами $d_1=4$ мм, d_2 изменяющимся от 20 мм до 1 мм
 На вставках указаны параметры решетки и значения соответствующих коэффициентов взаимодействия



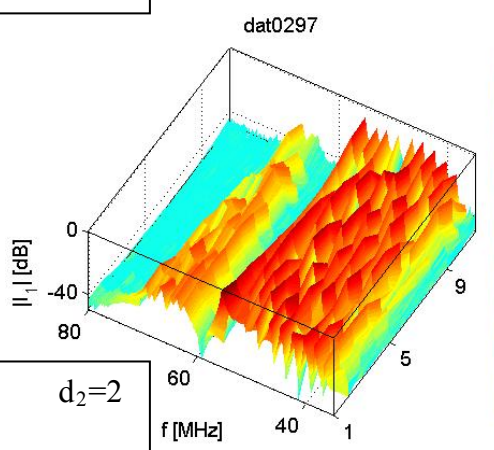




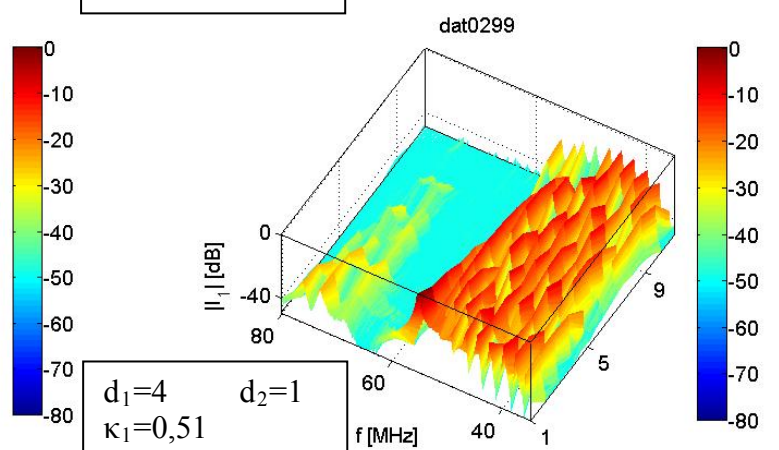
$d_1=4$ $d_2=4$
 $\kappa_1=0,51$ $\kappa_2=0,51$



$d_1=4$ $d_2=3$
 $\kappa_1=0,51$ $\kappa_2=0,61$



$d_1=4$ $d_2=2$
 $\kappa_1=0,51$



$d_1=4$ $d_2=1$
 $\kappa_1=0,51$