

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«ЛОКАЛЬНАЯ МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ
МЕТАПОВЕРХНОСТЕЙ»**

Выполнил студент
219м группы:
Вакуленко А.Ю.

Научный руководитель:
доцент Радковская А.А.

Допущен к защите 25.05.2018
Зав. кафедрой магнетизма
профессор Перов Н.С. _____

Москва
2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. ЭФФЕКТИВНАЯ МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ МЕТАМАТЕРИАЛОВ	7
1.1 Магнитные метаматериалы	7
1.2 Эффективная магнитная проницаемость бесконечного аддитивного метаматериала	9
1.3 Эффективная магнитная проницаемость с учетом взаимодействия мета-атомов	13
1.4 Эффективная магнитная проницаемость с учетом конечных размеров метаматериала	15
ГЛАВА 2. ЛОКАЛЬНАЯ МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ МЕТАПОВЕРХНОСТЕЙ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ	18
2.1. Учет взаимодействия мета-атомов, распространения МИ волн и конечных размеров метаповерхности	18
2.2. Методика экспериментального определения локальной магнитной проницаемости	20
ГЛАВА 3. ИЗМЕРИТЕЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ, МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАЗЦЫ	21
3.1 Автоматизированный стенд для топографирования электромагнитных полей метаповерхностей в МГц и ГГц диапазоне	21
3.1.1 Блок-схема автоматизированного стенда и ее реализация	22
3.1.2 Программное обеспечение для проведения эксперимента, сбора и обработки данных	26
3.2 Мета-атомы, изготовление и настройка	29
3.3 Методика измерений и тестирование измерительного оборудования	32
3.3.1 Тестирование измерительного стенда на примере определения коэффициента взаимодействия мета-атомов	33

3.3.2. Влияние положения возбуждающей антенны при исследовании свойств метаповерхности	35
3.4 Топографирование ЭМ поля возбуждающей антенны	39
3.4.1 Поле антенны для локального возбуждения метаповерхности	40
3.4.2 Поле антенны для однородного возбуждения метаповерхности	41
ГЛАВА 4 РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ	43
4.1 Магнитная проницаемость изолированного мета-атома	43
4.2 Магнитная проницаемость метаповерхности при локальном возбуждении	45
4.3 Локальная магнитная проницаемость при возбуждении метаповерхности однородным полем	50
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	59
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА	61
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	62
БЛАГОДАРНОСТИ	65
ПРИЛОЖЕНИЕ 1	66
ПРИЛОЖЕНИЕ 2	68
ПРИЛОЖЕНИЕ 3	70
ПРИЛОЖЕНИЕ 4	71
ПРИЛОЖЕНИЕ 5	74
ПРИЛОЖЕНИЕ 6	78
ПРИЛОЖЕНИЕ 7	79

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное открытие явления отрицательного преломления, предсказанного В.Г. Веселаго в 60-ые годы прошлого века [1] и полученного в группе Д. Смита в 2000 году [2], ознаменовало начало эры метаматериалов.

На данный момент метаматериалы активно исследуются в разных областях физики от плазмоники до акустики [3], и уже существует множество практических и перспективных применений: усилители сигнала МРТ [4], устройства для беспроводной передачи энергии [5], приборы с субволновым разрешением, компактные сверхнаправленные излучатели [6, 7]. Одним из семейств метаматериалов являются магнитные метаматериалы, которые состоят из резонансных элементов (мета-атомов), реагирующих на магнитную компоненту электромагнитного (ЭМ) излучения, и могут демонстрировать отрицательную магнитную проницаемость.

Адекватное описание магнитной проницаемости с теоретической точки зрения является важной задачей в исследовании магнитных метаматериалов и изначально базировалось на приближении эффективной среды.

Первая попытка теоретического расчета эффективной магнитной проницаемости основывалась на учете геометрических параметров аддитивного метаматериала, элементы которого не взаимодействовали друг с другом [8]. Позднее была предложена модель, в которой при расчете учитывалось взаимодействие, при этом исследование проводилось в частотном диапазоне, соответствующем однородному возбуждению магнитного метаматериала [9]. Однако известно, что взаимодействие мета-атомов оказывает существенное влияние на свойства метаматериала и приводит, например, к распространению магнитоиндуктивных волн (МИ) [10, 11]. В полосе пропускания этих волн наблюдается неоднородное возбуждение метаматериала, что приводит к неприменимости модели эффективной магнитной проницаемости для данного частотного диапазона.

Недавно в нашей группе была предложена теоретическая модель для расчета локальной магнитной проницаемости вблизи резонансной частоты в

полосе пропускания МИ волн на основе сигналов, получаемых от отдельных мета-атомов [12, 13].

Основная цель данной работы доказать - экспериментально и методами моделирования - что в метаповерхностях, состоящих из одного слоя взаимодействующих магнитных мета-атомов, локальная магнитная проницаемость зависит от координаты, величины взаимодействия метаатомов и частоты. Вблизи резонансной частоты распределение локальной магнитной проницаемости существенно неоднородно и связано с распространением магнитоиндуктивных волн, а модель эффективной проницаемости не применима.

Для достижения поставленной цели в процессе работы было необходимо решить несколько задач. В частности:

- ✓ Разработать методику расчета локальной проницаемости с учетом взаимодействия мета-атомов и неоднородного возбуждения метаповерхности вблизи резонансной частоты, связанного с распространением магнитоиндуктивных волн, и учесть конечные размеры метаповерхности и связанные с этим граничные условия.
- ✓ Разработать метод экспериментального определения локальной магнитной проницаемости на заданной частоте вблизи метаповерхности.
- ✓ Собрать, отладить, апробировать автоматическую установку для двумерного сканирования метаповерхностей на базе векторного анализатора цепей. В частности, в среде Arduino IDE создать программное обеспечение микроконтроллера, необходимое для автоматического перемещения приемной антенны; разработать приложение в пакете Visual Studio для проведения эксперимента, с использованием библиотеки VISA для управления измерительным оборудованием; в пакете MatLab разработать программное обеспечение для обработки и визуализации экспериментальных данных.

- ✓ Изготовить метаповерхности с использованием до 15×15 расщепленных кольцевых резонаторов с целевым значением резонансной частоты в районе 50 МГц. Для этого изготовить не менее 250 элементов и подстроить частоту с точностью не менее 0.2%, используя впаянные конденсаторы.
- ✓ Определить величины взаимодействия метаатомов в планарной конфигурации для расстояний характерных для метаповерхностей в МГц диапазоне.
- ✓ Определить влияние геометрии возбуждающей антенны на симметрию распространения магнитоиндуктивных волн в случае линейных метаматериалов и изготовить системы держателей антенн для симметричного локального и однородного возбуждения метаповерхностей.
- ✓ Экспериментально и численно получить значения магнитной проницаемости изолированного мета-атома вблизи резонансной частоты. Убедиться в применимости модели для расчета.
- ✓ Исследовать влияние окружения мета-атома на его магнитную проницаемость вследствие взаимодействия метаатомов и распространения по метаповерхности магнитоиндуктивных волн. Для этого экспериментально получить значения локальных токов в элементах метаповерхностей с квадратной решеткой при локальном возбуждении центрального элемента вблизи резонансной частоты. Провести моделирование возбуждения метаповерхности с учетом взаимодействия мета-атомов вплоть до 3го порядка.
- ✓ Исследовать неоднородное распределение локальной магнитной восприимчивости метаповерхности в зависимости от частоты при возбуждении однородным магнитным полем, подтвердив, таким образом, предположение о том, что теория эффективной среды не пригодна для описания отклика метаповерхностей вблизи резонансной частоты элементов.

ГЛАВА 1. ЭФФЕКТИВНАЯ МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ В МАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ

1.1 Магнитные метаматериалы

Магнитные метаматериалы – часть семейства метаматериалов, которая реагирует на магнитную составляющую электромагнитной волны. Как правило, они состоят из металлических резонансных элементов - так называемых магнитных мета-атомов. В МГц диапазоне частот в качестве таких резонансных элементов используют расщепленные кольцевые резонаторы (РКР) с впаянным в щель конденсатором (Рис.1а). Добавленная емкостная нагрузка позволяет уменьшить собственную резонансную частоту РКР до МГц диапазона частот, и длина волны ЭМ излучения в свободном пространстве во много раз превышает размеры мета-атома. Например, для мета-атома, на Рис.1 для частоты около 50 МГц $\lambda \approx 6$ м, диаметр $d \approx 2.5$ см, и ЭМ излучение взаимодействует со структурой, состоящей из магнитных мета-атомов, как с «непрерывной» средой (Рис.1б).

При возбуждении расположенные на близком расстоянии мета-атомы начинают взаимодействовать. Ток, возбужденный в одном мета-атоме, создает вокруг него магнитное поле, которое пронизывает соседний мета-атом и наводит в нем ток. Поле от возбужденного за счет взаимодействия мета-атома, в свою очередь, наводит ток в следующем ближайшем соседнем мета-атоме и т.д. (Рис.2а).

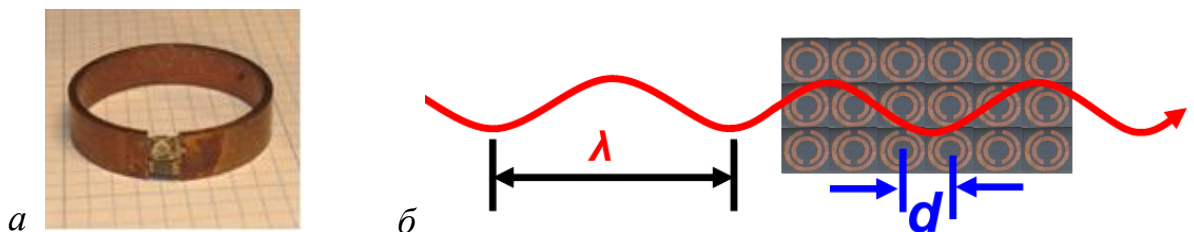


Рисунок 1 – (а) Пример мета-атома в МГц диапазоне в виде расщепленного кольцевого резонатора с впаянной в щель емкостью $C=330$ пФ, резонансная частота $\omega_0=50.22$ МГц, диаметр 23 мм. (б) Схематичное изображение взаимодействия падающей ЭМ волны и метаматериала, как «непрерывной» среды, λ – длина ЭМ волны, d – характерный размер мета-атомов, $\lambda \gg d$.

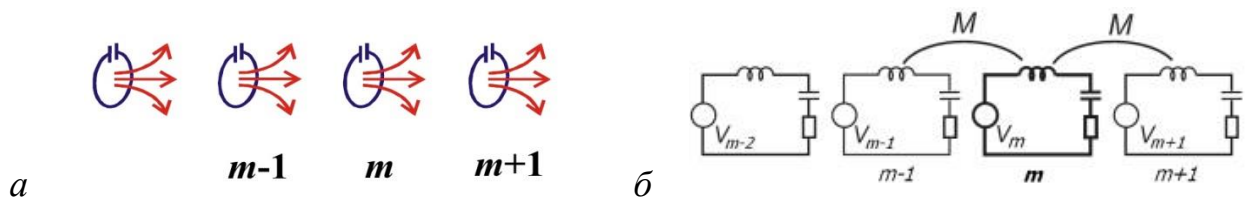


Рисунок 2 – Схема линейного метаматериала - одномерной цепочки расщепленных резонаторов (а) и эквивалентных взаимодействующих LCR -контуров (б).

Таким образом, в магнитных метаматериалах возникают медленные волны взаимодействия – магнитоиндуктивные волны, открытые в группе E.Shamonina и L.Solymar [10, 11]. При описании свойств МИ волн оказалось удобным использовать представление метаматериала в виде структуры магнитно-связанных LCR -контуров (Рис.2б) [14]. В данном представлении резонансная частота ω_0 отдельного мета-атома описывается стандартной формулой:

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

где L – индуктивность, C – емкость мета-атома. А взаимодействие мета-атомов описывается коэффициентом κ , который в МГц диапазоне имеет магнитный характер и может быть выражен через их взаимную индукцию M

$$\kappa = \frac{2M}{L}. \quad (2)$$

Знак κ зависит от взаимной ориентации мета-атомов, и в аксиальной конфигурации мета-атомов является положительным, в планарной – отрицательным (Рис.3) в зависимости от знака взаимоиндукции.



Рисунок 3 – Схематическое изображение взаимодействия элементов магнитных метаматериалов: $\kappa > 0$ в аксиальной (а) и $\kappa < 0$ в планарной (б) конфигурациях.

Магнитоиндуктивные волны могут быть как прямыми, при этом токи в соседних элементах возбуждаются в фазе, так и обратными, при этом токи в противофазе. Например, в линейном метаматериале прямая волна возникает при аксиальной конфигурации с положительным коэффициентом взаимодействия $\kappa > 0$, обратная волна возникает в планарной конфигурации с $\kappa < 0$. Механизмы взаимодействия мета-атомов и распространения МИ волн в МГц диапазоне в метаматериалах уже изучены довольно подробно [15, 16].

Очевидно, что и взаимодействие метаатомов и МИ волны необходимо учитывать при исследовании одной из основных характеристик метаматериалов – магнитной проницаемости.

Рассмотрим подробнее, как формировалась математическая модель для описания магнитной проницаемости метаматериалов в различных приближениях.

1.2 Эффективная магнитная проницаемость бесконечного аддитивного метаматериала

Впервые результаты аналитического исследования эффективной магнитной проницаемости в метаматериалах были опубликованы в работе [8]. В своей работе J.V. Pendry с соавторами исследовали эффективную проницаемость μ_{eff} различных метаматериалов в ГГц диапазоне частот. В качестве мета-атомов они рассматривали металлические проводящие цилиндры, двойные расщепленные коаксиальные цилиндры и двойные расщепленные кольцевые резонаторы, размеры которых были много меньше длины волны ЭМ излучения (Рис.4).

Общий подход к расчету эффективной проницаемости μ_{eff} состоял в том, что в их модели метаматериал представлял собой бесконечную периодическую структуру, в которой магнитное поле, создаваемое поверхностным током мета-атома, усреднялось в кубической элементарной ячейке структуры, которую занимает мета-атом (Рис.5а).

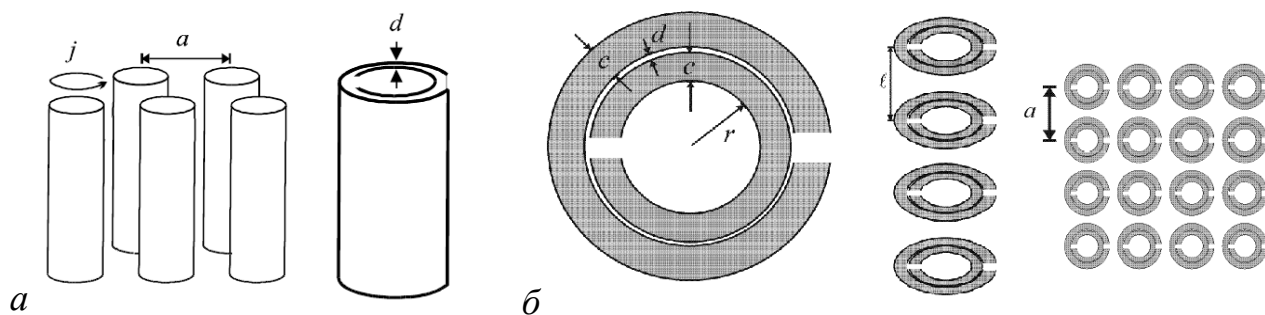


Рисунок 4 – Примеры метаматериалов, исследуемых в работе [8] для расчета μ_{eff} : (а) метаматериал, состоящий из параллельных проводящих цилиндров или двойных расщепленных коаксиальных цилиндров; (б) 3D метаматериал, состоящих из двойных расщепленных кольцевых резонаторов. Слева направо – отдельный мета-атом, вид метаматериала сбоку, вид сверху. $a=10\text{мм}$ размер элементарной ячейки, $d=0.1\text{мм}$ расстояние между двумя кольцами, $c=1\text{мм}$ толщина одного кольца, $r=2\text{мм}$ минимальный радиус внутреннего кольца, $l=2\text{мм}$ – минимальное расстояние между плоскостями.

Магнитная проницаемость μ_{eff} определялась из формулы:

$$\vec{B}_{ave} = \mu_{eff} \mu_0 \vec{H}_{ave} , \quad (3)$$

где \vec{B}_{ave} – индукция магнитного поля, усредненная по поверхности граней кубической элементарной ячейки периодической структуры, \vec{H}_{ave} – напряженность магнитного поля, усредненная по ребрам элементарной ячейки (Рис.5б).

Результаты расчетов магнитной проницаемости μ_{eff} показали, что для структуры из параллельных проводящих цилиндров магнитная проницаемость не может быть отрицательной или больше единицы - $0 < \mu_{eff} < 1$. Переход к мета-атомам более сложного вида – двойным расщепленным цилиндрам (Рис.4а справа) – привел к необходимости учета емкости между внутренней и внешней проводящими поверхностями цилиндров. Учет емкости двойных расщепленных коаксиальных цилиндров, которые также обладают собственной индуктивностью, привел к тому, что

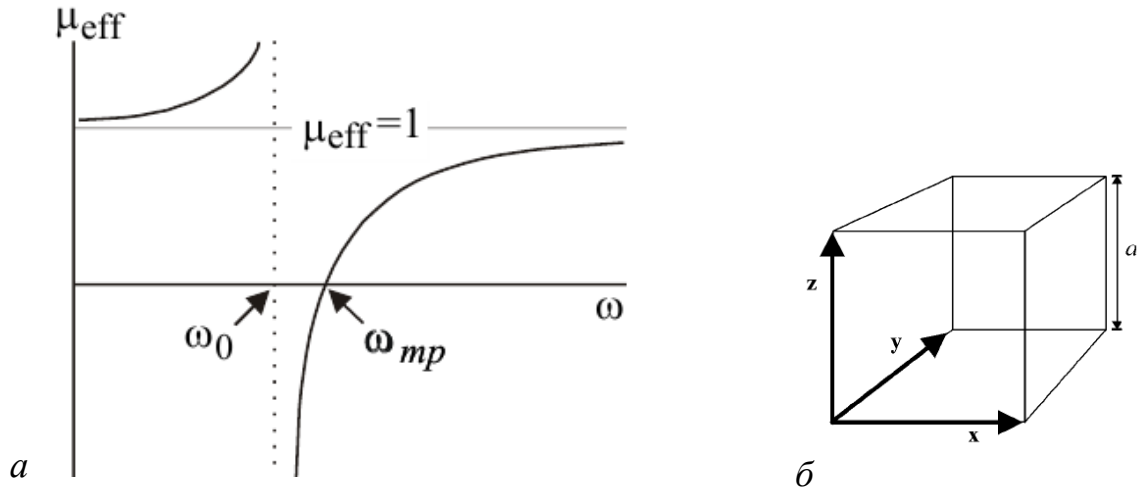


Рисунок 5 – (а) Эффективная магнитная проницаемость μ_{eff} структуры двойных расщепленных коаксиальных цилиндров в зависимости от частоты ω без учета сопротивления ($\sigma=0$), ω_0 – резонансная частота, ω_{mp} – магнитная «плазменная» частота ($\mu_{eff} < 0$ при $\omega < \omega_{mp}$)
 (б) Элементарная кубическая ячейка периодической структуры, по которой проводилось усреднение магнитного поля для расчета μ_{eff} . Из работы [8].

частотная зависимость μ_{eff} приобрела резонансный характер (Рис.5а):

$$\mu_{eff} = 1 - \frac{\frac{\pi r^2}{a^2}}{1 + \frac{2\sigma i}{\omega r \mu_0} - \frac{3dc_0^2}{\pi^2 \omega^2 r^3}}, \quad (4)$$

где σ – поверхностное сопротивление цилиндра, d – расстояние между двумя цилиндрами, r – радиус внутреннего цилиндра, c_0 – скорость света в вакууме. Отрицательное значение эффективной магнитной проницаемости достигается на интервале частот при $\omega_0 < \omega < \omega_{mp}$, где ω_0 – резонансная частота, ω_{mp} – аналог плазменной частоты для магнитной проницаемости, определяемые через геометрические параметры метаматериала:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{3dc_0^2}{\pi^2 r^3}}, \quad \omega_{mp} = \frac{\omega_0}{\sqrt{F}}, \quad (5)$$

где $F = 1 - \frac{\pi r^2}{a^2}$ – коэффициент заполнения элементарной ячейки.

Из плоского метаматериала, состоящего из параллельных двойных расщепленных коаксиальных цилиндров, легко сконструировать 3D метаматериал, состоящий из двойных расщепленных колец (Рис.4б), разделив

цилиндры на множество плоскостей перпендикулярно образующей цилиндра. Емкость была рассчитана на единицу длины между двумя плоскостями с резонаторами. Авторы вывели уравнение для эффективной магнитной проницаемости 3D метаматериала, состоящего из двойных расщепленных колец, в предположении, что плоскости колец находятся достаточно близко друг к другу, и линии магнитного поля, индуцированного токами в кольцах, близки по форме линиям поля внутри длинных цилиндров:

$$\mu_{eff} = 1 - \frac{\frac{\pi r^2}{a^2}}{1 + \frac{2l\sigma_1}{\omega r \mu_0} i - \frac{3lc_0^2}{\pi \omega^2 \ln \frac{2c}{d} r^3}} , \quad (6)$$

где σ_1 – сопротивление резонаторов на единицу длины. Графики полученной зависимости μ_{eff} от частоты при различных значениях сопротивления из статьи [8] представлены на Рис.6. Формула (6) описывает эффективную магнитную проницаемость бесконечного 3D метаматериала, состоящего из расщеплённых кольцевых резонаторов, с учетом геометрических размеров мета-атомов в ГГц диапазоне.

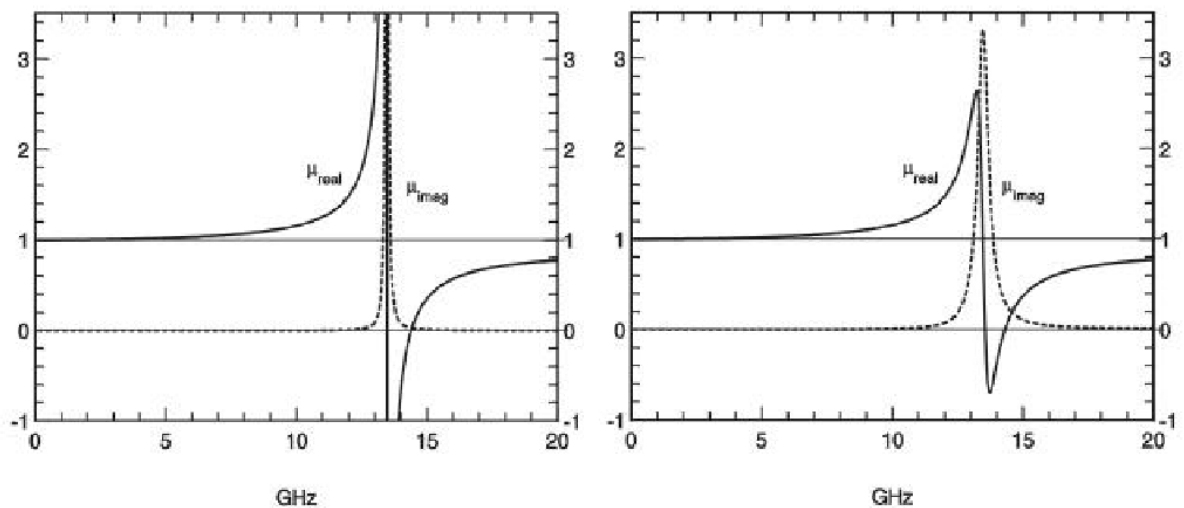


Рисунок 6 – Зависимость эффективной магнитной проницаемости μ_{eff} от частоты для структуры из расщеплённых кольцевых резонаторов. Слева для медных колец с сопротивлением $\sigma_1=200$ и справа для колец с большим сопротивлением $\sigma_1=2000$ из работы [8].

В данной модели для расчета μ_{eff} метаматериал рассматривался в качестве аддитивной среды, так как не учитывалось взаимодействие мета-атомов друг с другом. Однако, свойства метаматериалов существенно зависят от взаимодействия мета-атомов, поэтому рассмотрим далее результаты, полученные для μ_{eff} при учете взаимодействия мета-атомов.

1.3 Эффективная магнитная проницаемость с учетом взаимодействия мета-атомов

Следующая методика расчета эффективной магнитной проницаемости метаматериала была предложена в статье [9]. В своей работе M.Gorkunov и соавторы исследовали магнитную проницаемость неограниченной периодической структуры в виде параллельных плоскостей взаимодействующих расщепленных кольцевых резонаторов в планарной конфигурации (Рис.7) с учетом взаимодействия элементов.

Метаматериал помещался во внешнее однородное переменное магнитное поле $H_z = H_{0z} \cdot \exp(-i\omega t)$. По закону электромагнитной индукции в каждом мета-атоме радиуса r_0 возникает ЭДС:

$$\mathcal{E} = i\omega\mu_0\pi r_0^2 H_z. \quad (7)$$

С другой стороны, это же значение ЭДС входит в закон Кирхгофа, который для n -го элемента при учете индуктивной связи мета-атомов имеет вид:

$$\mathcal{E} = Z_0 I_n + \sum_{m \neq n} Z_{mn} I_m, \quad (8)$$

где I_n – ток, наведенный в n -м мета-атоме, $Z_0 = R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C}$ – собственный импеданс мета-атома, Z_{mn} – взаимной импеданс для пары мета-атомов.

В данной модели рассматривается бесконечный метаматериал, помещенный в однородное магнитное поле, поэтому нет никакого отличия при переходе от одного мета-атома к другому, следовательно, в различных мета-атомах возбуждаются одинаковые токи, т.е. $I_n = I$.

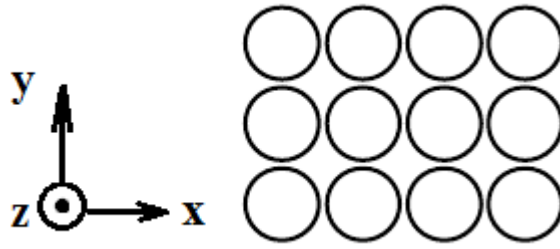


Рисунок 7 – Модель бесконечного метаматериала для расчета эффективной магнитной проницаемости, состоящего из взаимодействующих кольцевых резонаторов в планарной конфигурации. Из работы [9].

Соответствующие магнитные моменты колец с током, равные $I\pi r_0^2$, формируют намагниченность метаматериала, которая в рассматриваемой геометрии будет иметь только z -компоненту:

$$M_z = n_0 I \pi r_0^2, \quad (9)$$

где n_0 – объемная концентрация мета-атомов. Из уравнений (7), (8), (9) была получена связь намагниченности бесконечного метаматериала с внешним полем H_0 :

$$\left(Z + \sum_{m \neq n} Z_{mn} \right) M_z = i \omega \pi^2 r_0^4 n_0 \mu_0 H_0 \quad (10)$$

Таким образом, авторы учли взаимодействие мета-атомов в выражении для намагниченности метаматериала, которое в свою очередь они использовали для нахождения эффективной магнитной проницаемости μ_{zz} по формуле:

$$\mu_{zz} = \frac{B_z}{B_z - \mu_0 M_z}, \quad (11)$$

где $B_z = \mu_0 H_{0z} + n_0 \mu_0 \int_V d\mathbf{r} H_l(\mathbf{r})$, H_{0z} – внешнее поле, H_l – вклад в напряженность магнитного поля, создаваемого каждым кольцом с током, $H_l(\mathbf{r})$ рассчитывалась по закону Био-Савара-Лапласа.

В итоге, было обнаружено, что резонансная частота эффективной проницаемости сдвинута относительно резонансной частоты отдельного мета-атома. Полученный теоретически сдвиг резонанса зависит от расстояния между центрами кольцевых резонаторов, которое и определяет величину

взаимодействия мета-атомов. Таким образом, было подтверждено влияние взаимодействия мета-атомов на эффективную магнитную проницаемость бесконечного метаматериала.

Следующим шагом в построении теории эффективной магнитной проницаемости был учет конечных размеров метаматериала.

1.4 Эффективная магнитная проницаемость с учетом конечных размеров метаматериала

Несколько иной подход в исследовании эффективной магнитной проницаемости метаматериала использовали E.Shamonina и L.Solymar в работе [17]. Авторы провели аналогию между магнитными полями 3D метаматериала конечных размеров и классического диамагнитного материала с отрицательным значением μ .

Исследовалась модель метаматериала из конечного числа N расщепленных кольцевых резонаторов, расположенных в планарной конфигурации в параллельных плоскостях, так же как на Рис.7 в предыдущем разделе. Снова рассматривалось возбуждение токов в мета-атомах внешним переменным магнитным полем. Однако, ввиду того, что метаматериал имел границы, токи во всех мета-атомах уже нельзя было считать равными. Для нахождения токов во всех мета-атомах закон Кирхгофа (8) был переписан в матричном виде:

$$\mathbf{V} = \mathbf{Z}\mathbf{I} , \quad (12)$$

где \mathbf{V} и \mathbf{I} – N -мерные векторы напряжений и токов в элементах, соответственно, Z – матрица импедансов размерности $N \times N$, диагональным элементам которой соответствует собственный импеданс мета-атома Z_0 , все остальные элементы характеризуют взаимоиндукцию между элементами Z_{mn} . Токи для всех мета-атомов можно получить, решив уравнение (12). Суммарное магнитное поле рассчитывалось с учетом вклада полей от каждого мета-атома.

Авторы показали, что в определенном частотном диапазоне достаточно далеко от резонансной частоты ω_0 3D метаматериал конечных размеров, состоящий из взаимодействующих расщепленных кольцевых резонаторов, демонстрирует сильный диамагнитный отклик (Рис.8). Собственное поле метаматериала направлено в сторону противоположную внешнему приложенному полю. И подобно диамагнетику, при однородном возбуждении метаматериал с отрицательным значением μ_{eff} выталкивает внешний магнитный поток из области, размеры которой зависят не только от частоты, но также и от величины взаимодействия мета-атомов, размеров и формы метаматериала.

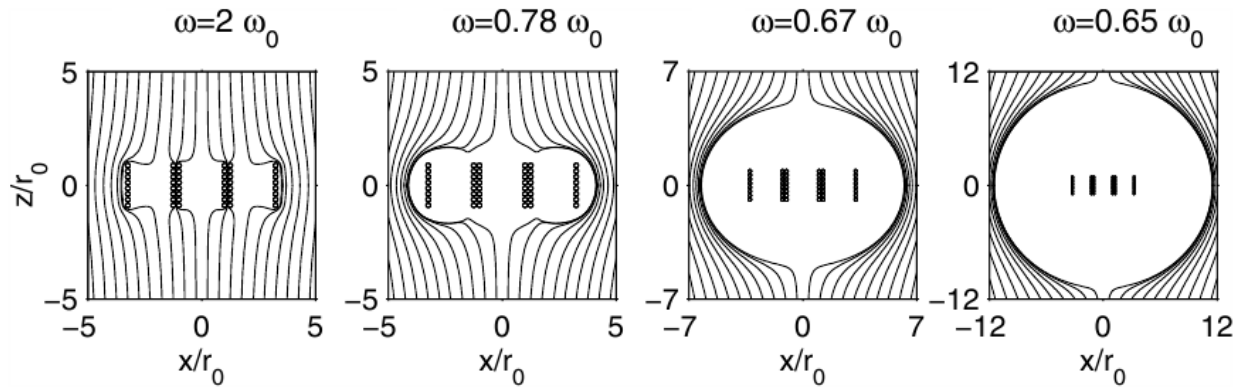
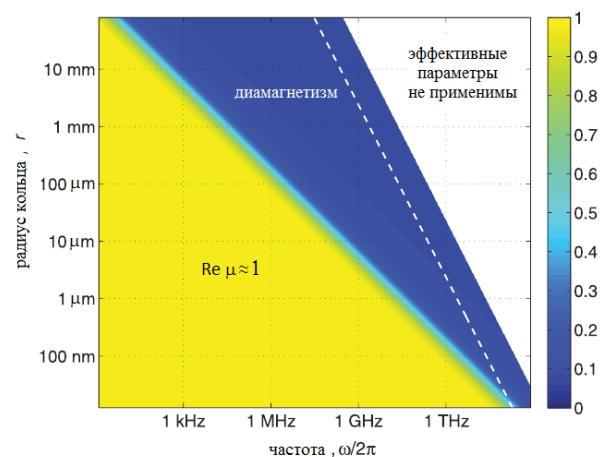


Рисунок 8 – 3D метаматериал (вид сбоку) и линии суммарного магнитного потока при однородном возбуждении метаматериала на различных частотах вдали от резонансной частоты мета-атомов ω_0 [17].

Позднее было проведено подобное исследование эффективной магнитной проницаемости метаматериала, элементы которого представляли собой нерезонансные кольца (без емкостной нагрузки) (Рис.9а), в широком частотном диапазоне [18]. Авторы получили частотное распределение значений действительной части магнитной проницаемости при изменении радиуса колец в пределах от 10 нм до 10 см (Рис.9б). Видно, четкое выделение области, в которой значение магнитной проницаемости близко к 1, и области, в которой наблюдается диамагнитный отклик метаматериала.



a



б

Рисунок 9 – Распределение значений действительной части эффективной магнитной проницаемости метаматериала, состоящего из нерезонансных колец (а), в зависимости от частоты и радиуса кольца r (б). Белой пунктирной линией обозначена граница применимости модели расчета μ . Из работы [18].

Также на Рис.9б авторами был впервые отмечен участок неприменимости понятия эффективной магнитной проницаемости.

Заметим, что во всех приведенных в данной главе работах исследование проводилось в области частот, где отклик метаматериала является однородным и, соответственно, можно говорить об эффективной магнитной проницаемости μ_{eff} метаматериала.

Однако, вблизи резонансной частоты мета-атомов в полосе пропускания магнитоиндуктивных волн возбуждение метаматериала становится неоднородным, и понятие эффективной магнитной проницаемости не применимо. Поэтому, для описания свойств метаматериала следует перейти к понятию локальной магнитной проницаемости $\mu_{лок}$, о чем пойдет речь в следующей главе.

ГЛАВА 2. ЛОКАЛЬНАЯ МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ МЕТАПОВЕРХНОСТЕЙ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

2.1 Учет взаимодействия мета-атомов, распространения МИ волн и конечных размеров метаповерхности

Совсем недавно в нашей группе была предложена теоретическая модель для расчета локальной магнитной проницаемости в окрестности резонансной частоты мета-атомов на основе отклика индивидуальных мета-атомов. Модель учитывает взаимодействие мета-атомов, и распространение в магнитоиндуктивных волн в метаповерхности конечных размеров [12, 19]. В качестве мета-атомов были выбраны расщепленные кольцевые резонаторы с радиусом $r_0=11.5\text{мм}$ и резонансной частотой $\omega_0=50.9\text{ МГц}$. Локальная магнитная проницаемость рассчитывалась для метаповерхности конечного размера $N \times N$ мета-атомов, расположенных в плоскости XY с расстоянием 1мм между краями (Рис.10).

Расчет токов в мета-атомах, возбужденных внешним однородным магнитным полем \mathbf{H} , проводился аналогично тому, как было описано в разделе 1.4, из уравнения с обратной матрицей импедансов:

$$\mathbf{I} = \mathbf{Z}^{-1}\mathbf{V}. \quad (13)$$

В МГц диапазоне характер взаимодействия мета-атомов является магнитным, поэтому недиагональные элементы матрицы импедансов равнялись $Z_{ij}=-i\omega M_{ij}$, где M_{ij} – коэффициент взаимной индукции элементов i и j , значение которого может быть получено из эксперимента.

При моделировании учитывалось взаимодействие между ближайшими в ряду или линии мета-атомами, а также между ближайшими соседями по диагонали, коэффициенты взаимодействия равнялись $\kappa_1=-0.1$ и $\kappa_2=-0.044$, соответственно. Подробно построение матрицы импедансов с учетом взаимодействия описано в работе [20]. Учет конечных размеров и граничных условий проводился при моделировании, когда по мере приближения к границе у мета-атомов уменьшалось число соседей, и следовательно уменьшалось число коэффициентов взаимодействия в матрице импедансов (см. Приложение 1).

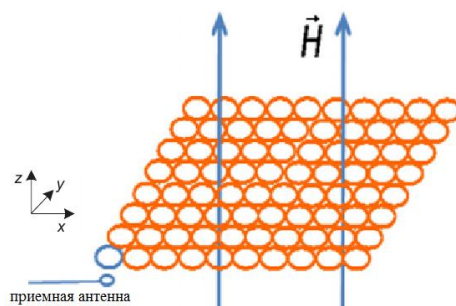


Рисунок 10 – Модель метаповерхности конечного размера, состоящей из взаимодействующих мета-атомов в планарной конфигурации, для расчета локальной магнитной проницаемости. Из работы [12].

В отличие от расчета эффективной магнитной проницаемости метаматериала, величина магнитного поля, создаваемого токами в мета-атомах, усреднялась только по объему элементарной ячейки метаматериала, что дало возможность учесть неоднородное распределение токов во всей структуре и получить значения локальной проницаемости $\mu_{\text{лок}}$. Для этого сначала была определена «локальная намагниченность» в элементарной ячейке M_{jz} как магнитный момент единицы объема: $M_{jz} = n\pi r_0^2 I_j = \frac{f \cdot I_j}{h}$, где n – концентрация мета-атомов, h – высота мета-атома, f – коэффициент заполнения, I_j – ток в j -том мета-атоме. Откуда для локальной магнитной проницаемости, меняющейся от одного мета-атома к другому, было получено выражение:

$$\mu_j = 1 + \frac{M_{jz}}{H_0} = 1 + \frac{f \cdot I_j}{hH_0} \quad (14)$$

Результаты численных расчетов подтвердили неоднородное распределение значений $\mu_{\text{лок}}$ вблизи резонансной частоты (Рис.11).

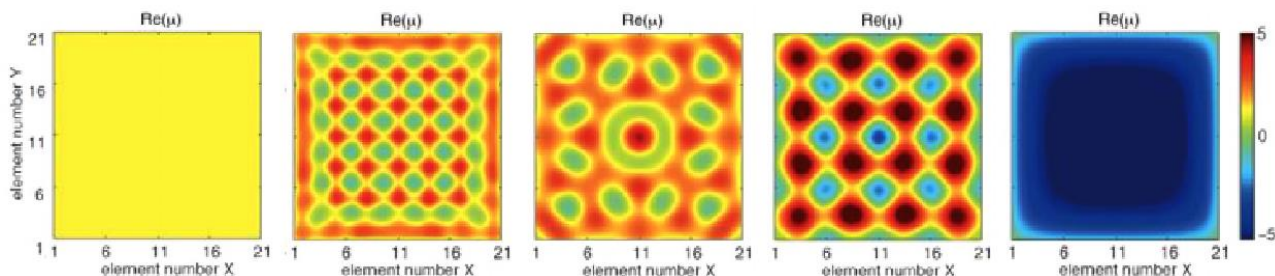


Рисунок 11 – Моделирование распределения действительной части локальной магнитной проницаемости $\text{Re}(\mu)$ в метаповерхности из 21×21 мета-атомов при частотах $\omega = 0.7, 0.9, 1.1, 1.2, 2.3 \omega_0$ (слева направо, соответственно), $\omega_0 = 50.9$ МГц, взаимодействие $\kappa_1 = -0.1, \kappa_2 = -0.044$. Из работы [12].

То есть теоретически было показано, что в области распространения магнитоиндуктивных волн для описания отклика метаматериала на возбуждение электромагнитным полем понятие эффективной проницаемости неприменимо.

Это логично повлекло за собой необходимость экспериментального исследования локальной магнитной проницаемости, что потребовало разработать методику определения $\mu_{\text{лок}}$ в эксперименте.

2.2 Методика экспериментального определения локальной магнитной проницаемости

В предыдущих работах [12, 20] подробно обсуждался вопрос о том, что сигнал ε_1 , измеряемый приемной антенной (в форме петли) в случае отсутствия метаматериала, пропорционален величине магнитного потока через петлю площади S , т.е. в случае однородного поля, пропорционален величине магнитного поля H в исследуемой области

$$\varepsilon_1 = -\frac{d\Phi}{dt} \sim BS = \mu_0 HS . \quad (15)$$

При измерениях над метаповерхностью или над элементами линейного метаматериала можно, пренебрегая зависимостью $\mu(t)$, считать, что сигнал ε_2 пропорционален величине индукции поля B

$$\varepsilon_2 = -\frac{d\Phi}{dt} \sim BS = \mu_0 \mu HS . \quad (16)$$

Таким образом, если измерения проводятся одной и той же приемной антенной, на одном и том же расстоянии от возбуждающей антенны, то из отношения сигналов можно получить экспериментальную величину локальной магнитной проницаемости

$$\mu_{\text{лок}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \quad (17)$$

Степень «локальности» определяется, конечно, степенью однородности поля в исследуемой области и размерами приемной антенны.

ГЛАВА 3. ИЗМЕРИТЕЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ, МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАЗЦЫ

3.1 Автоматизированный стенд для топографирования электромагнитных полей метаповерхностей в МГц и ГГц диапазоне

Для экспериментального исследования отклика метаматериалов на воздействие электромагнитного излучения в МГц и ГГц диапазонах, можно использовать векторный анализатор цепей [21, 22]. Это прибор, функциональные возможности которого позволяют генерировать широкополосный сигнал, излучаемый специальной антенной в заданном частотном диапазоне, для возбуждения метаматериала. Одновременно при помощи приемной антенны можно получать тот же сигнал, прошедший через исследуемый образец. Обработка сигнала позволяет получить амплитудно-частотную и фазо-частотную характеристики исследуемого образца.

Для экспериментального исследования двумерных структур также необходимо специфическое оборудование - двумерный координатный стол. Это оборудование, по сути, представляет собой аналог станка с числовым программным управлением (ЧПУ) сопряженный с компьютером, и позволяет в автоматическом режиме перемещать приемную антенну в плоскости над изучаемым образцом, обеспечивая необходимую точность позиционирования приемной антенны в заранее заданных точках.

Координатный стол и векторный анализатор цепей вместе с компьютером, для управления ходом эксперимента и хранения данных, образуют автоматизированный стенд для топографирования электромагнитных полей в плоскости. Данное комплексное устройство имеет единый интерфейс для настройки параметров необходимых для проведения эксперимента. После начала проведения эксперимента весь процесс перемещения антенны и измерения сигналов от изучаемой структуры управляется специально

разработанным программным обеспечением с компьютера по предварительно заданному алгоритму.

3.1.1 Блок-схема автоматизированного стенда и ее реализация

Блок-схема установки на первый взгляд предельно проста и включает в себя координатный стол, векторный анализатор цепей, и сопряженный с ними компьютер (Рис.12). Наиболее затратным по времени были конструирование узлов сопряжения и разработка необходимого программного обеспечения.

Одной из задач данной работы была разработка экспериментального оборудования, этапы которой в текущем разделе описываются в хронологическом порядке. В первую очередь был сконструирован двумерный координатный стол, внешний вид которого показан на Рисунке 13 Остановимся подробнее на устройстве его механической части.

Координатный стол используется для позиционирования датчика (приемной антенны) в плоскости над исследуемой структурой. Для этого датчик фиксируется системой креплений на подвижном модуле – нижней каретке (Рис.13 – 1), которая перемещается шаговым двигателем (ШД) с шарико-винтовой передачей (ШВП) вдоль цилиндрических направляющих.

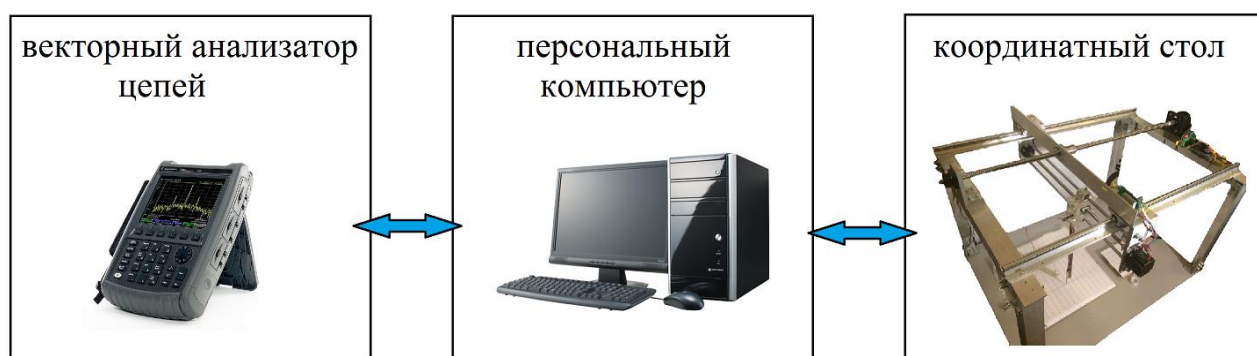


Рисунок 12 – Блок-схема автоматизированного стенда для топографирования электромагнитных полей метаповерхностей в МГц и ГГц диапазонах. Слева направо: векторный анализатор цепей, персональный компьютер, координатный стол

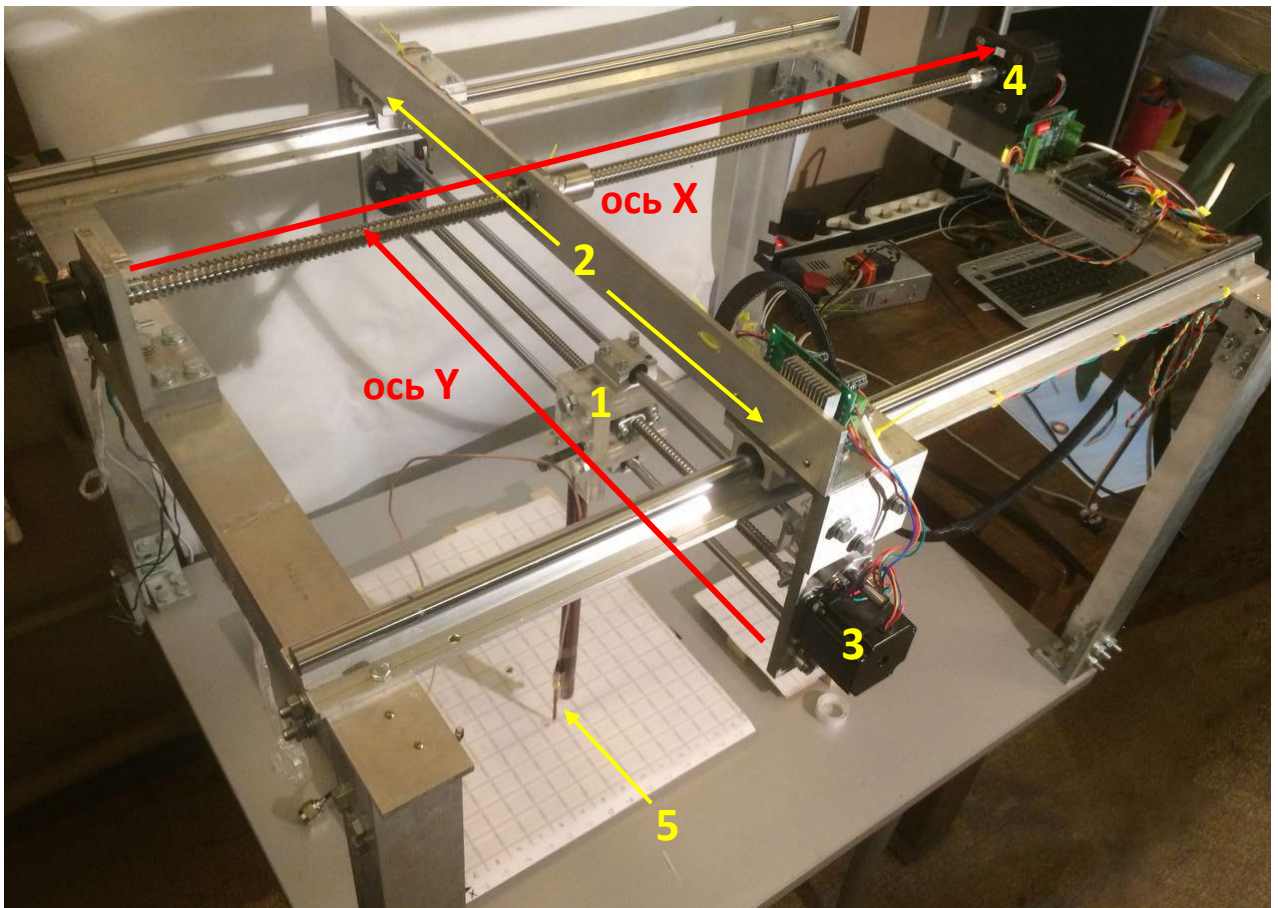


Рисунок 13 – Автоматизированный стенд для топографирования электромагнитных полей в плоскости. Красным цветом показаны оси вдоль которых перемещается датчик; 1 - нижняя каретка, перемещается вдоль оси Y; 2 - верхняя каретка, перемещается вдоль оси X; 3 - шаговый двигатель оси Y; 4 - шаговый двигатель оси X; 5 – датчик (приемная антенна), подключаемый к входу векторного анализатора цепей.

Данная система позволяет перемещать датчик вдоль одного направления, обозначим его за ось Y. Система перемещения вдоль перпендикулярного направления в плоскости стола – оси X – устроена подобным образом: все узлы и соединения, необходимые для перемещения нижней каретки с помощью модулей скольжения ставятся на цилиндрические рельсы и образуют верхнюю каретку (Рис.13 – 2), которая, так же как и нижняя, перемещается шаговым двигателем с ШВП. Датчик может перемещаться вдоль оси Y в диапазоне 50 см с минимальным базовым шагом 20 мкм, вдоль оси X в диапазоне 70 см с шагом 25 мкм. Длина минимального перемещения обусловлена механическими параметрами устройства - количеством шагов двигателей, приходящихся на один оборот, и шагом резьбы винтов ШВП. Используя специальные алгоритмы

питания ШД, интервал перемещения можно сократить более чем в 10 раз, но для сканирования макроскопических метаповерхностей в МГц и ГГц диапазоне частот базовые значения интервалов перемещения обеспечивают необходимую точность со значительным запасом.

Подробное описание механической части координатного стола, а также этапов её проектирования и сборки, приведено в моей бакалаврской работе [20], выполненной на кафедре магнетизма в 2016 году.

Следующим шагом после конструирования механической части стала автоматизация перемещения датчика. Для реализации данной задачи были использованы следующие электронные комплектующие: драйверы шаговых двигателей, обеспечивающие необходимый алгоритм питания обмоток ШД (2 шт), датчики положения для детектирования достижения крайнего положения какой-либо из кареток (4 шт) и контроллер для управления драйверами считывания состояний датчиков и коммуникации с компьютером.

Для управления двигателями был выбран драйвер на базе микросхемы TB6560 (Рис.14), работающий по стандартному протоколу STEP/DIR. Я выбрал данную модель так как драйвер обеспечивает стабилизацию токов в обмотках двигателя на заданном уровне (до 3А); присутствует функция уменьшения тока до 50/20 % в режиме удержания (что позволяет избежать сильного нагрева при длительной работе); имеется гальваническая развязка интерфейса управления STEP/DIR; присутствует радиатор. Кроме того, в драйвере реализован режим деления шага вплоть до 1/16 и ряд других возможностей.

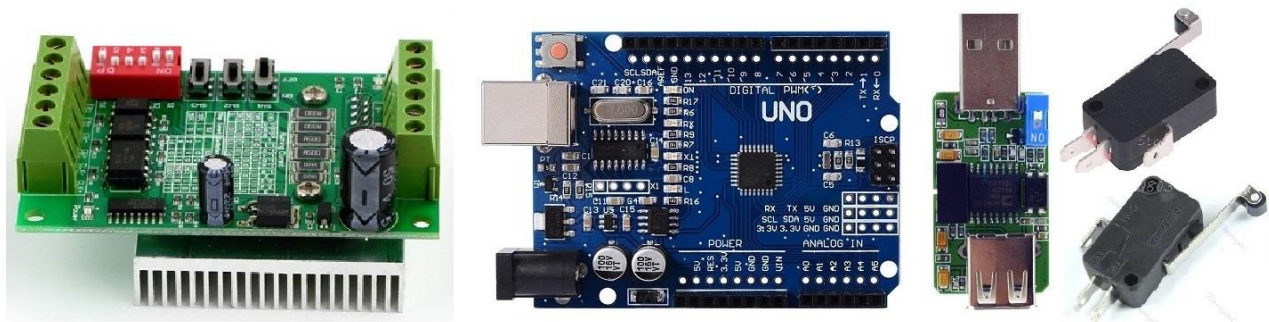


Рисунок 14 – Внешний вид использованных комплектующих. Слева направо: драйвер шагового двигателя, контроллер, гальваническая развязка USB, концевые выключатели.

Управление драйвером, обмен данными с компьютером и детектирование состояния датчиков положения, осуществляется 8-битным контролером на базе платформы Arduino (Рис.14). Выбранная модель является аналогом популярного контроллера Arduino Uno и основана на микроконтроллере ATmega328P компании Atmel. Данный тип контроллеров отличается доступной ценой, достаточно прост в эксплуатации и программировании, и обладает практически всем необходимым функционалом. Управление драйверами ШД и проверка состояния датчиков положения осуществляется посредством интерфейса ввода/вывода общего назначения (GPIO general-purpose input/output), а коммуникация с компьютером по последовательному интерфейсу USB, с помощью находящегося на плате USB – serial конвертера и дополнительного модуля для гальванической развязки USB (Рис.14).

В качестве датчиков положения используются контактные концевые выключатели (Рис.14), которые фактически являются кнопками с тремя контактами: общим, нормально разомкнутым и нормально замкнутым. Нормально замкнутый контакт подключен к высокому логическому уровню напряжения - 5В, нормально разомкнутый к низкому логическому уровню – к земле, а общий - к цифровому входу контроллера (GPIO) и параллельно, через резистор в 1 кОм, к земле. Такая схема подключения позволяет детектировать обрыв провода как нажатие выключателя и при возникновении такой ситуации останавливать перемещение каретки, что повышает надежность экспериментального оборудования.

Кроме систем автоматического перемещения, в стенде также присутствует дополнительный орган управления – джойстик, позволяющий перемещать приемную антенну вручную без использования компьютера.

Следующим этапом была разработка программного обеспечения для контроллера и персонального компьютера, а также сопряжение векторного анализатора цепей и ПК для последующей передачи управления программному обеспечению.

Векторный анализатор подключался к компьютеру через стандартный сетевой кабель, то есть была организована локальная сеть из двух устройств со статической IP адресацией, использующая для коммуникации технологию Ethernet.

3.1.2 Программное обеспечение для проведения эксперимента, сбора и обработки данных

Разработанное в процессе выполнения данной работы программное обеспечение включает в себя микропрограммное обеспечение для контроллера и приложение для ПК. Сначала рассмотрим микропрограммное обеспечение.

Одной из причин использования указанного выше контроллера является то, что для контроллеров, изготовленных под маркой Arduino, существует специальная среда разработки Arduino IDE (IDE — integrated development environment). Arduino IDE обладает широким набором библиотек для языка программирования C++ и средствами, необходимыми для последующей компиляции и загрузки написанной программы непосредственно в микроконтроллер. Использование данной среды и контроллера с внутриплатным программатором значительно облегчает разработку и тестирование программного обеспечения.

Алгоритм программы определяет два основных режима работы координатного стола. В одном режиме перемещение кареток управляется джойстиком, в другом перемещение инициируется командами, приходящими с компьютера. Микропрограммное обеспечение распознает всего 3 типа команд:

- I - движение в начало отсчета, за которое принимается нижний левый угол (если смотреть сверху);
- II - перемещение на заданное количество шагов относительно текущего положения;
- III - команда разрешающая или запрещающая включение режима управления джойстиком.

Первая команда нужна для калибровки установки перед использованием. После достижения каретками крайних положений, система координат, хранящаяся в памяти контроллера, обнуляется, и далее положение кареток вычисляется как смещение относительно этой нулевой точки. Третья команда необходима, чтобы избежать включения джойстика во время проведения серии перемещений датчика под управлением компьютера.

Отдельное внимание было уделено особенностям управления драйверами. В обоих режимах работы – автоматическом и ручном - было реализовано плавное нарастание скорости вращения ШД – разгон. Плавное замедление движения было сделано только для режима управления с ПК, поскольку в этом режиме заранее известна длина перемещения.

В отличие от микропрограммного обеспечения контроллера программа управляющая ходом эксперимента с ПК, решает более широкий спектр задач:

- предоставление пользовательского интерфейса для выбора параметров эксперимента и управления его проведением;
- проверка данных, введенных пользователем;
- реализация алгоритма проведения эксперимента;
- управление перемещением датчика с помощью команд 3-х типов, отправляемых контроллеру;
- управление векторным анализатором цепей – настройка, проведение измерения и считывание данных;
- обработка и сохранение данных измерений.

Программа была написана в среде Microsoft Visual C++ Express Edition. Внешний вид пользовательского интерфейса приведен на Рис.15. Подробнее он описан в Приложении 2.

Все выше перечисленные задачи были решены стандартными средствами среды разработки, кроме программного управления векторным анализатором цепей, которое осуществлялось с помощью стандартизированного интерфейса VISA (Virtual Instrument Software Architecture).

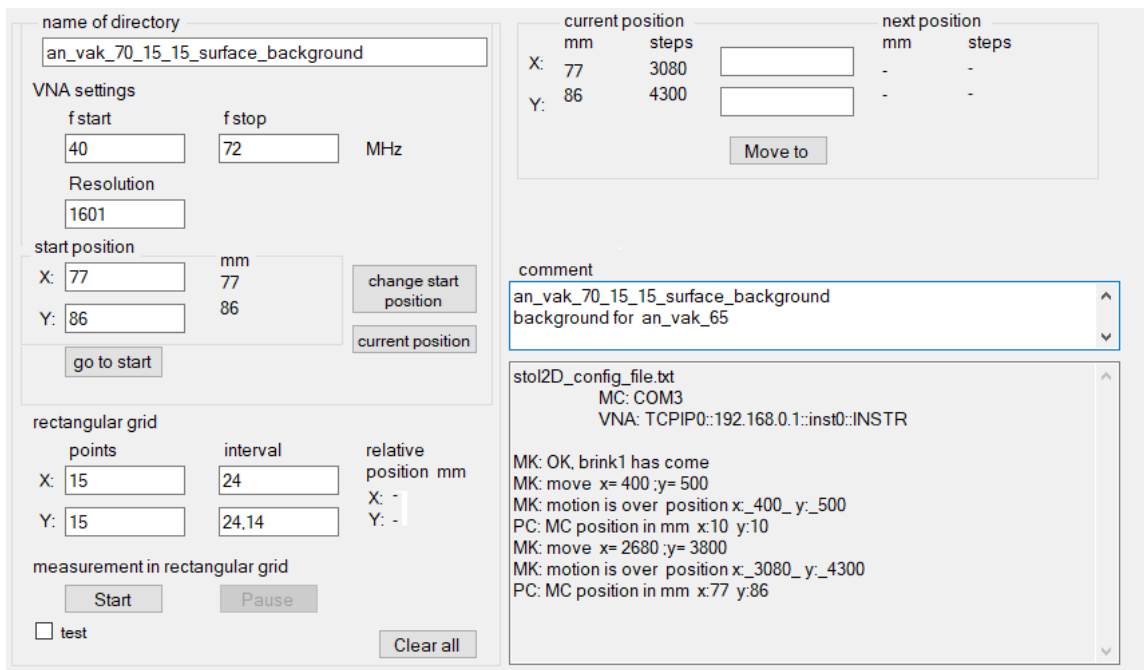


Рисунок 15 – Внешний вид пользовательского интерфейса программы, разработанной для управления проведением эксперимента.

Использованная реализация интерфейса представляла собой библиотеку функций для языка С, которая унифицирует доступ к измерительным устройствам, и позволяет работать с прибором в форме «запрос-ответ». Измерительная часть автоматизированного стенда – векторный анализатор цепей – поддерживает язык стандартных команд для управления программируемыми приборами SCPI (Standard Commands for Programmable Instruments). С помощью определенных наборов команд SCPI приложение осуществляет настройку прибора и проводит измерение.

Объём разработанного программного обеспечения составляет порядка 3000 строк, поэтому приводить полный текст программы даже в приложении не представляется целесообразным.

После успешного тестирования автоматизированного стенда можно было приступить к экспериментальному исследованию отклика различных метаповерхностей на возбуждение электромагнитным полем, для чего были изготовлено необходимое количество мета-атомов.

3.2 Мета-атомы, изготовление и настройка

Для создания двумерного метаматериала в качестве мета-атомов использовались расщепленные кольцевые резонаторы - медные кольца [23] (Рис.16). Внешний диаметр 23мм, толщина 1 мм, высота 5 мм, щель 1 мм. Собственная резонансная частота элементов, определяемая их размерами составляла около 1.8 ГГц. Для уменьшения резонансной частоты в зазор щели были впаяны конденсаторы фирмы Murata с постоянной номинальной ёмкостью 330 пФ и подстроечные конденсаторы емкостью 5-20пФ. Это позволило уменьшить собственную резонансную частоту приблизительно в 40 раз к целевому значению 50 МГц. В ходе выполнения работы было изготовлено порядка 240 мета-атомов.

Данные мета-атомы предназначались для сборки плоской квадратной метаповерхности, со сторонами до 15 элементов, и, таким образом, состоящей из 225 мета-атомов. Количество изготовленных резонаторов вместе с имевшимися ранее было около 260, что больше необходимого. Существенный запас элементов был сделан сознательно по ряду причин.

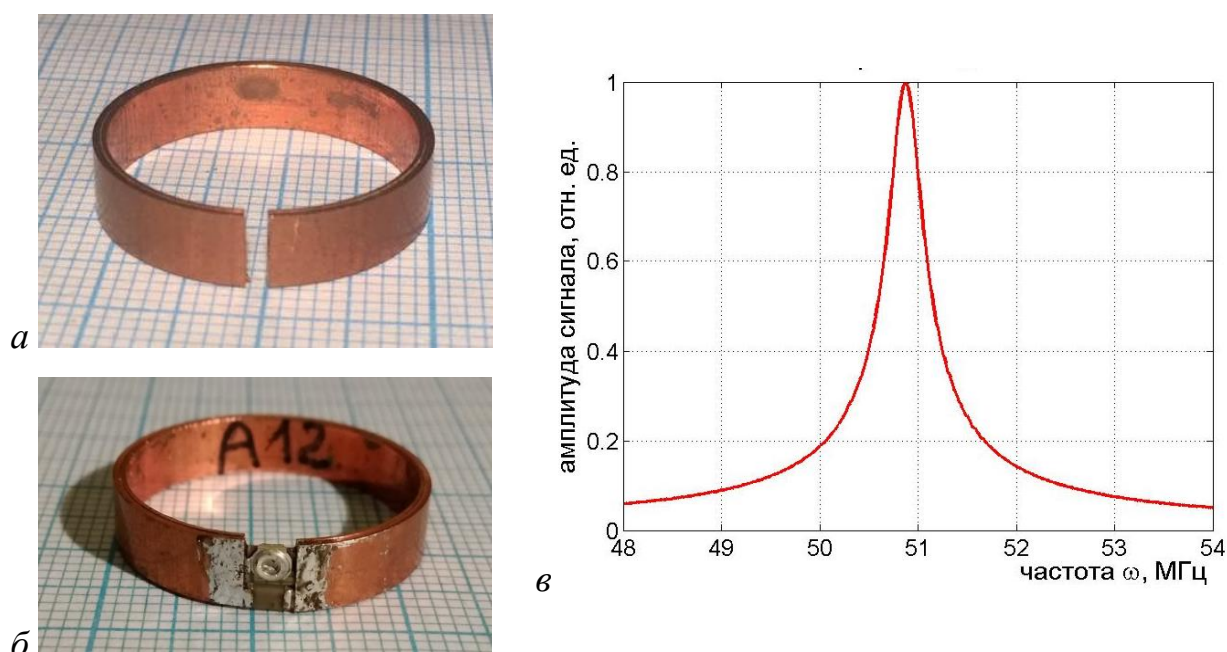


Рисунок 16 – Внешний вид расщепленных кольцевых резонаторов с резонансной частотой в ГГц диапазоне (а) и в МГц диапазоне за счет впаянных конденсаторов (б). Внешний диаметр элементов - 23мм, толщина - 1мм, высота - 5мм, ширина щели - 1 мм. Резонансная частота $\omega_0=50.83$ МГц, добротность $Q=145.6$. Амплитудно-частотная характеристика мета-атома (в).

Во-первых, при пайке получается некоторый процент брака, поскольку существует вероятность непреднамеренно испортить резонансный элемент, создав контакт между обкладками подстроечного конденсатора, или, плохо припаяв какой-либо из конденсаторов, получить резонансную частоту элемента вдали от желаемого диапазона.

Во-вторых, параметры конденсаторов, такие как емкость и линейные размеры, обладают допусками, из-за чего наблюдается вариабельность резонансной частоты элементов вплоть до 2.5% от среднего значения (Рис.17). Иногда собственные частоты мета-атомов так сильно отличались от среднестатистической, что их не удавалось привести к необходимому диапазону. Поэтому элементы с такими характеристиками не использовались для изготовления структур.

В-третьих, используемые резонансные элементы обладают удручающей чувствительностью к внешнему воздействию. Например, падение с высоты порядка 3-5 сантиметров могло привести к заметному изменению резонансной частоты, что можно связать с небольшим изменением положения подвижной обкладки подстроечного конденсатора. Падение с бóльшей высоты могло привести к полному выходу резонатора из строя, поскольку конденсаторы, впаянные в щель, легко трескались, вероятно, из-за механических напряжений, действующих на SMD конденсаторы (SMD - surface mounted device), которые технически не рассчитаны на подобное воздействие. Источником напряжений является медное кольцо, чуть разогнутое для того, чтобы поместить в щель конденсаторы размером более 2мм. Деформации кольца и приводят к сдавливанию конденсаторов, негативно сказываясь на их надежности. Поэтому было необходимо изготовить мета-атомов больше, чем это необходимо для сборки структур.

Как отмечалось выше, постоянные конденсаторы изначально обладают некоторым разбросом по величине от номинальной емкости 330пФ. Это привело к расстройке элементов по частоте от 49.8 до 51 МГц, то есть в

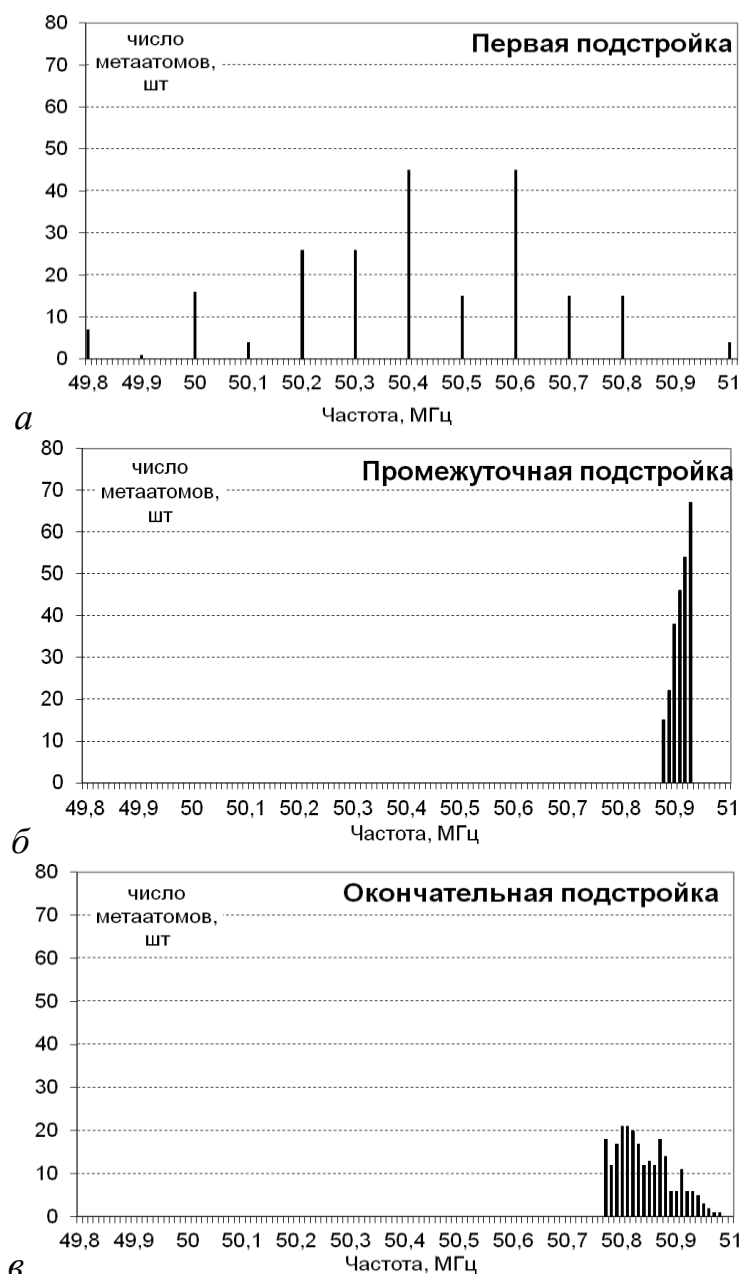


Рисунок 17 – Распределение числа мета-атомов по частоте на различных этапах подстройки. Общее число $N=250$ штук. Итоговая резонансная частота $\omega_0=50.84\pm 0.07$.

пределах $\pm 1.2\%$. Первоначальное распределение элементов по частоте показано на (Рис.17а) Использование подстроечных конденсаторов позволило уменьшить разброс по частотам до 0.05% и в результате получить значение резонансных частот $\omega_0=50,905\pm 0,025$ МГц (Рис.17б).

Через неделю часть подстроечных конденсаторов в результате механической релаксации изменила свою емкость, поэтому потребовалась еще одна подстройка элементов по частоте. Результаты показаны на Рис.17в.

Разброс частот слегка увеличился, и в окончательном варианте составил $\omega_0=50.83\pm 0.06$ МГц, что составило ошибку ± 0.12 % для метаповерхности $15*15$ из 225 элементов, и $\pm 0.02\%$ для метаповерхности $7*7$ из 49 элементов.

Повторное тестирование мета-атомов еще через неделю показало стабильность частоты.

В качестве материала подложки для крепления элементов была выбрана бальса (балсовуд или balsa), чья диэлектрическая проницаемость близка к проницаемости воздуха [24] и вносит минимальные искажения в измеряемый сигнал [25]. Элементы крепились на двусторонний скотч, чья толщина также позволяет пренебречь искажениями, вносимыми в сигнал с одной стороны, а с другой стороны позволяет фиксировать элементы на подложке, чтобы избежать их случайного смещения.

Для того чтобы при сборке метаповерхности из большого числа элементов избежать разницы в расстояниях по взаимно перпендикулярным направлениям в плоскости, которая встречается при использовании миллиметровой бумаги, была напечатана специальная сетка с размерами ячеек $24*24$ мм, что соответствует расстоянию 1 мм между краями элементов.

3.3 Методика измерений и тестирование измерительного оборудования

При разработке экспериментального оборудования для автоматизации процесса измерений при исследовании 2D метаматериалов была решена задача сопряжения компьютера и векторного анализатора цепей Agilent (Keysight) Technologies FieldFox N9923A, имеющегося на кафедре магнетизма [26] (Рис.18). Технические характеристики прибора приведены в Приложении 3. Ранее исследования линейных метаматериалов проводились на кафедре фотоники и физики микроволн с использованием векторного анализатора цепей Rohde&Schwarz ZNB20 [21, 27] (Рис.18). Поскольку в установках использовались различные приборы и различные механические системы для перемещения и позиционирования антенн, было необходимо убедиться, что сконструированная нами установка позволят получать достоверные данные.

3.3.1 Тестирование измерительного стенда на примере определения коэффициента взаимодействия мета-атомов

Чтобы проверить степень корреляции данных, получаемых на разных установках, были проведены измерения коэффициента взаимодействия κ двух мета-атомов в зависимости от расстояния между ними. Для расчета κ использовалась стандартная формула:

$$\kappa = 2 \left(\frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{\omega_2^2 + \omega_1^2} \right), \quad (18)$$

где ω_1 и ω_2 частоты верхнего и нижнего резонанса. Подробный вывод формула приведен в работе [28].

Заметим, что резонансные частоты одних и тех же элементов, даже измеренные на одной установке, могут варьироваться в пределах 0.2 МГц. Однако величина коэффициента взаимодействия, которую можно получить из расщепления резонансной кривой двух взаимодействующих элементов, не должна зависеть от способа измерения. Именно поэтому эти данные можно использовать для оценки идентичности обеих установок.

Образцами в обоих экспериментах служили элементы с номерами A260 и A261 и одинаковой резонансной частотой $\omega_0=50.8$ МГц. Возбуждающая антенна находилась под первым неподвижным элементом, а второй элемент



Рисунок 18 – Внешний вид векторных анализаторов цепей: Agilent FieldFox N9923A (слева), Rohde&Schwarz ZNB20 (справа).

сдвигался на различные расстояния от первого, начиная с 24 мм между центрами резонаторов (1 мм между краями) вплоть до 49 мм, с постепенно увеличивающимся шагом. Сигнал измерялся над центрами резонаторов. На Рисунке 19 показаны фотографии эксперимента, проведенного на кафедре магнетизма, а полученные зависимости коэффициента взаимодействия k от расстояния приведены на Рисунке 20.



Рисунок 19 – Измерение коэффициента взаимодействия мета-атомов в планарной конфигурации при различных расстояниях между ними с использованием векторного анализатора цепей Agilent FieldFox N9923A. Резонансные элементы закреплены на подложке из бальсы, подвижная приемная антенна находится над центром первого элемента, под которым внутри подложки закреплена излучающая антенна. $\omega_0=50.83$ МГц.

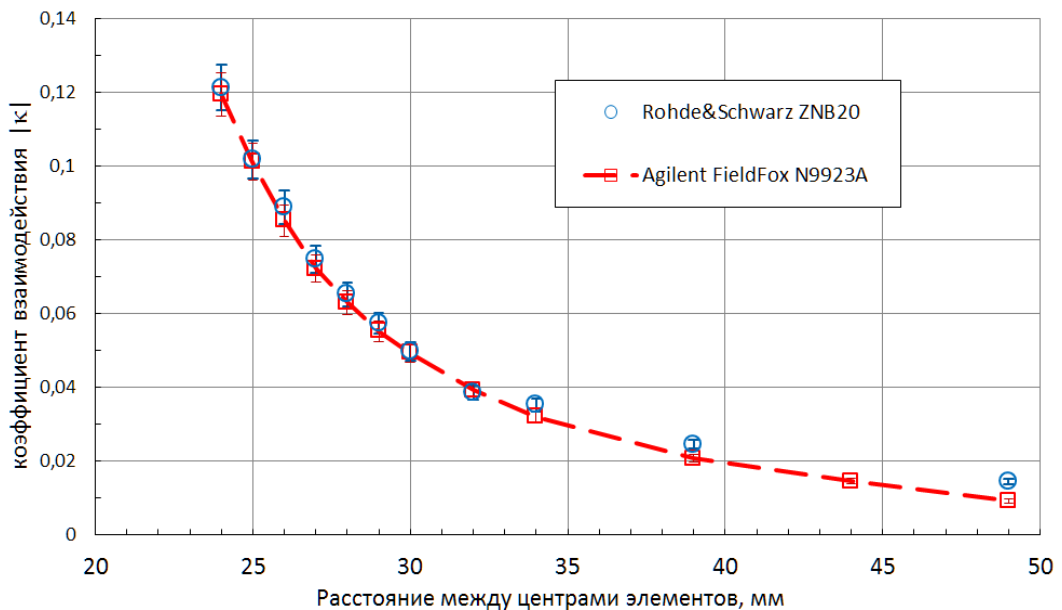


Рисунок 20 – Коэффициент взаимодействия двух мета-атомов в зависимости от расстояния между их центрами. Данные получены на различном оборудовании, но с одними и теми же мета-атомами.

Видно, что при малых расстояниях обе зависимости совпадают в пределах ошибки, которая на наш взгляд может быть связана с погрешностью установки элементов на миллиметровой бумаге, и которую можно оценить как половину ширины линии 0.05мм. Разница на больших расстояниях может быть связана с использованием разной миллиметровой бумаги. В зависимости от производителя, даже на одном листе была обнаружена разница в делениях по разным направлениям, которая достигала 2 мм на 20 см. С учетом вышесказанного можно заключить, что экспериментальным данным, полученным на разработанной нами установке на базе векторного анализатора цепей FieldFox N9923A, вполне можно доверять.

3.3.2. Влияние положения возбуждающей антенны при исследовании свойств метаповерхности

Следующим шагом было исследование влияния близости линии передачи (фидера) возбуждающей антенны к изучаемой структуре на симметрию распространения МИ волн. В рассматриваемом случае фидером является коаксиальный кабель, соединяющий генератор сигнала (векторный анализатор цепей) и излучающий элемент (внутреннюю жилу антенны, согнутую в петлю и запаянную на внешнюю оплетку кабеля). В непосредственной близости от излучателя внешняя часть коаксиального кабеля выполнена в виде медного цилиндра (Рис.21).

Мы использовали одну и ту же линейную структуру из пяти мета-атомов на подложке из бальсы, при различных положениях линейной цепочки относительно возбуждающей антенны, как показано на Рисунке 22.

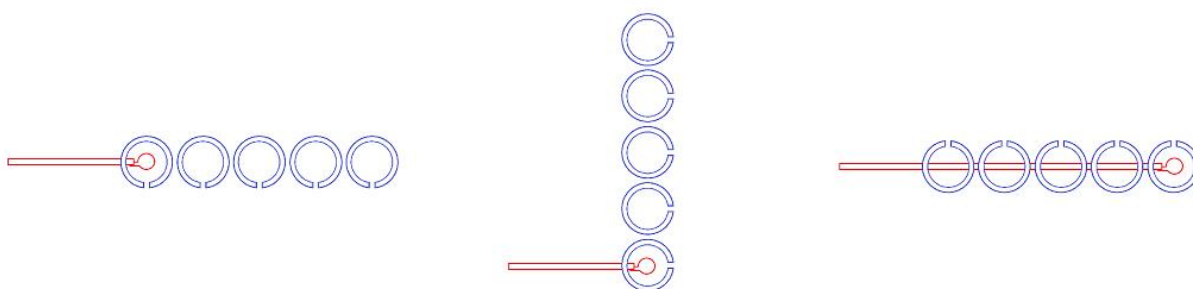


Рисунок 21 - Возбуждающая (сверху) и приемная (снизу) антенны для локального возбуждения мета-атомов.

Излучатель всегда находился под крайним элементом (Рис.22 красная стрелка). На Рисунке 22 антенна целиком заключена внутри деревянной подложки для элементов и располагается горизонтально. Толщина подложки из бальсы составляет порядка десяти миллиметров. Измерения проводились над центрами мета-атомов на высоте 2мм от верхнего края элементов при следующих положениях:

- элементы структуры максимально удалены от фидера возбуждающей антенны - положение А (Рис.22а);
- линейная цепочка ориентирована по нормали к внутренней жиле фидера и лежит в плоскости параллельной петле излучателя - положение Б (Рис.22б);
- структура находится над антенной - положение В (Рис.22в).

Основное влияние можно ожидать при положении В.



Положение А

Положение Б

Положение В

Рисунок 22 – Исследование влияния взаимного расположения линейного метаматериала и возбуждающей антенны на распространение МИ волн. Фотография эксперимента (сверху) и схематическое изображение структуры и антенны (снизу). Красным показано положение антенны, синим - положение структуры. Красная стрелка на фотографии указывает место положения возбуждающей антенны под первым мета-атомом.

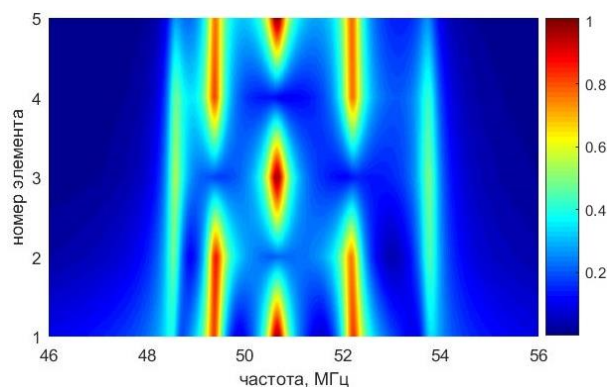
Положение А - элементы структуры максимально удалены от фидера возбуждающей антенны.

Положение Б - линейная цепочка "перпендикулярна" антенне.

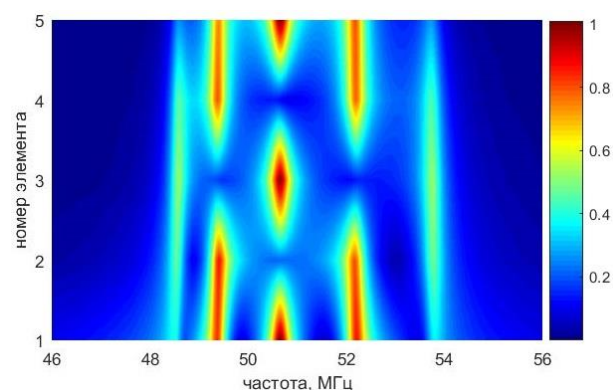
Положение В - структура находится над антенной.

Амплитудно-частотные характеристики возбуждения линейного метаматериала при трех взаимных ориентациях показаны на Рисунке 23. Качественно все три положения на первый взгляд кажутся идентичными.

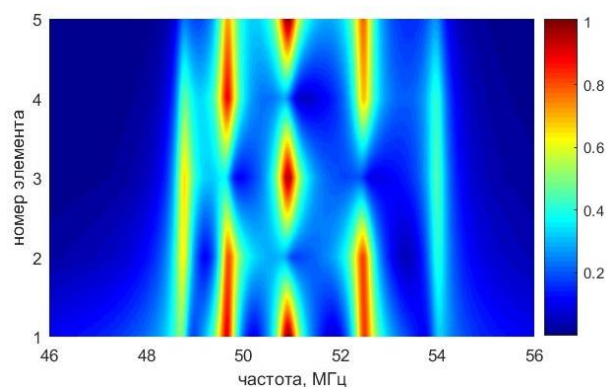
Однако, при Положении В, место соединения гибкого коаксиального кабеля и кабеля в виде медного цилиндра находится под 4-м элементом. Поэтому остановимся подробнее на сигнале от этого элемента. Частотные зависимости сигнала от 4-го элемента при различных ориентациях приведены на Рисунке 24. Для положений А и Б сигналы можно считать идентичными с хорошей степенью точности, тогда как сигнал в положении В, помимо заметного искажения частотного профиля, обладает явным сдвигом в область более высоких частот относительно сигналов для других конфигураций. Это свидетельствует о значительном влиянии положения антенны



Положение А



Положение Б



Положение В

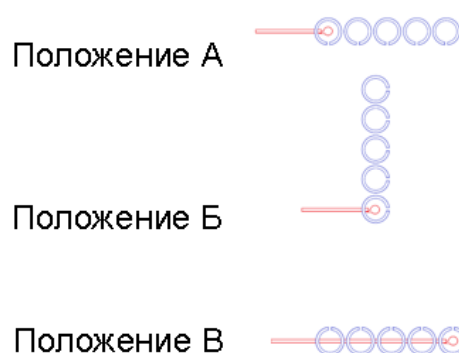


Рисунок 23 – Амплитудно-частотные характеристики возбуждения линейного метаматериала из 5 элементов при различных положениях возбуждающей антенны.

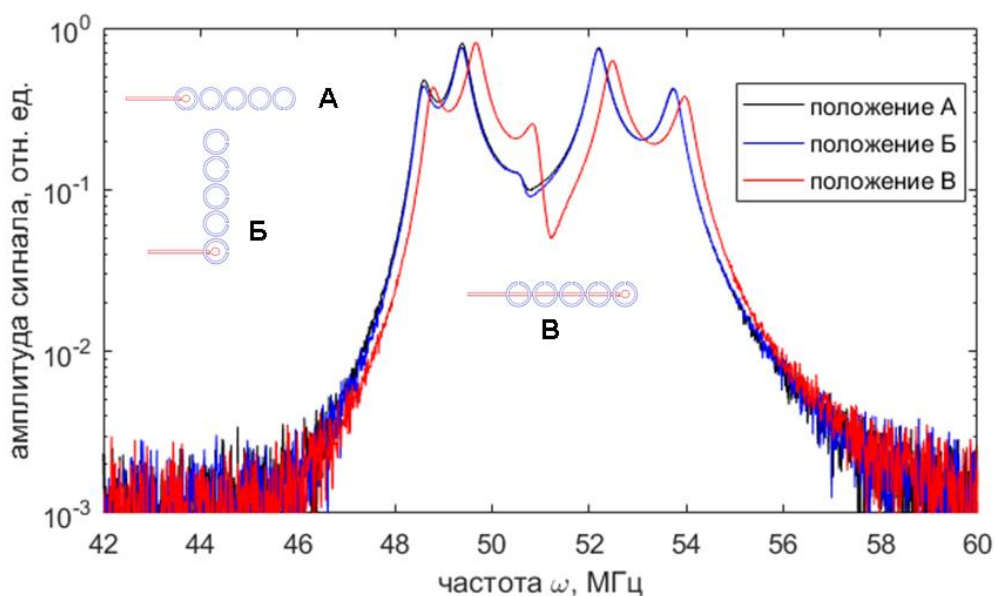


Рисунок 24 – Нормированные частотные зависимости сигнала четвертого элемента линейного метаматериала из 5 элементов при различных положениях относительно возбуждающей антенны. $\omega_0=50.84$ МГц.

на распространение МИ волн в линейной цепочке из пяти элементов. Соответственно горизонтальное крепление антенны может вносить существенные искажения в случае возбуждения центрального элемента при исследовании метаповерхности.

Чтобы избежать подобной асимметрии и для минимизации искажений, вносимых в распространение МИ волн, было принято решение изменить геометрию возбуждающей антенны и способ ее расположения. Была изготовлена антенна, имеющая такую же геометрию, как и приемная антенна (Рис.21 сверху) - внутренняя жила изогнута и образует петлю в плоскости перпендикулярной к цилиндрической части антенны. Для крепления антенны было сделано дополнительное отверстие в крышке измерительного стола. В результате, при различных ориентациях линейного метаматериала было получено идентичное частотное распределение сигнала для соответствующих элементов. В дальнейшем при исследовании локального возбуждения метаповерхности использовалась антенна с перпендикулярным креплением.

3.4 Топографирование ЭМ поля возбуждающей антенны

В процессе дальнейшего исследования метаповерхностей разных размеров будут использованы два способа возбуждения:

– локальное возбуждение одного элемента метаповерхности антенной, изготовленной из жесткой части коаксиального кабеля с диаметром петли 5 мм (Рис.25а);

– однородное возбуждение всей поверхности рамочной антенной (Transmit loop antenna), предоставленной кафедрой фотоники и физики микроволн. Поле, создаваемое во внутренней области такой антенны, должно быть однородным. Внешний вид антенны показан на Рисунке 25(б,в). Размеры антенны ограничивают размеры метаповерхности, поэтому из имеющихся элементов радиусом 23мм, можно сконструировать метаповерхность не больше, чем 7*7 элементов (при расположении их в квадратной сетке с шагом 24мм (Рис.25в)).

На данном этапе мы провели топографирование магнитного поля указанных антенн, чтобы быть уверенными, что

- локальная антенна не будет возбуждать соседние элементы;
- поле рамочной антенны в месте расположения метаповерхности достаточно однородно.

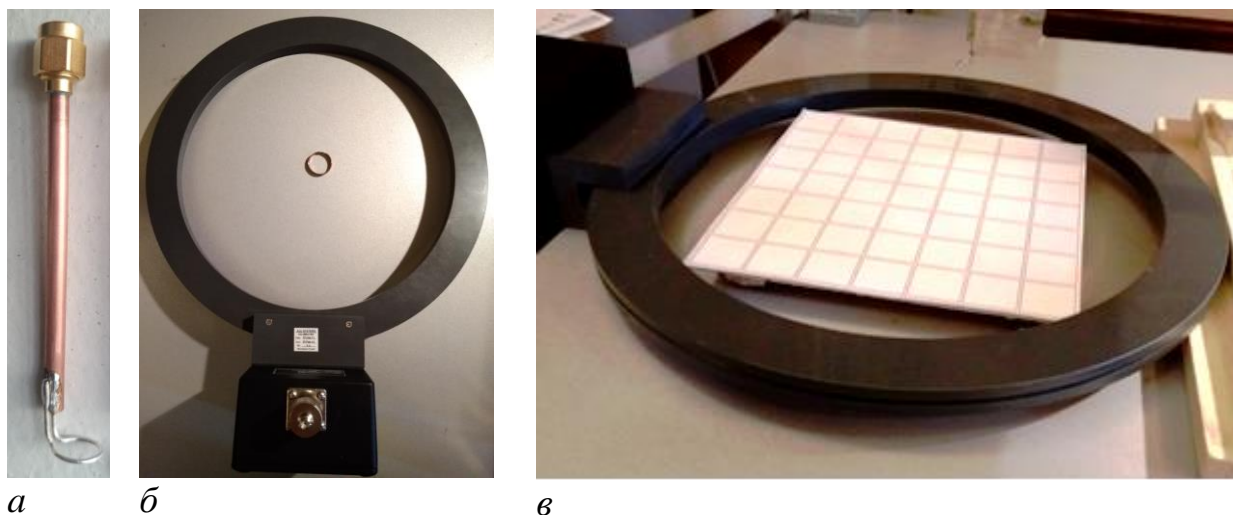


Рисунок 25 – Внешний вид антенн, использованных в работе. Антенна для локального возбуждения метаповерхности (а). Рамочная антенна для однородного возбуждения (внешний диаметр 305мм, внутренний 245мм) вместе с резонансным элементом в центре (б) и вместе с подложкой для метаповерхности 7*7 мета-атомов (размеры ячейки 24*24мм) (в).

3.4.1 Поле антенны для локального возбуждения метаповерхности

Поле антенны для локального возбуждения метаповерхности измерялось вдоль линии, проходящей над возбуждающей антенной, в пределах размеров метаповерхности 7*7 мм. Выше подробно обсуждался вопрос о том, что измеряемый сигнал в случае отсутствия метаматериала пропорционален величине магнитного потока. Поскольку в дальнейших исследованиях физический смысл имеет отношение сигналов, то данные, полученные по топографированию магнитного поля, нормируются для сравнения на максимальное значение. На Рисунке 26а приведено значение амплитуды поля в относительных единицах в зависимости от частоты и величины смещения вдоль оси X, проходящей над центром возбуждающей антенны.

Профиль поля для частоты 50 МГц показан на Рисунке 26б. Измерения проводились с шагом 2 мм, в интервале частот 40-72 МГц, с шагом по частоте 0.02 МГц. Видно, что, как и ожидалось для нерезонансной антенны, при всех частотах поле действительно в основном локализовано в пределах одного мета-атома (границы мета-атома показаны белыми пунктирными линиями).

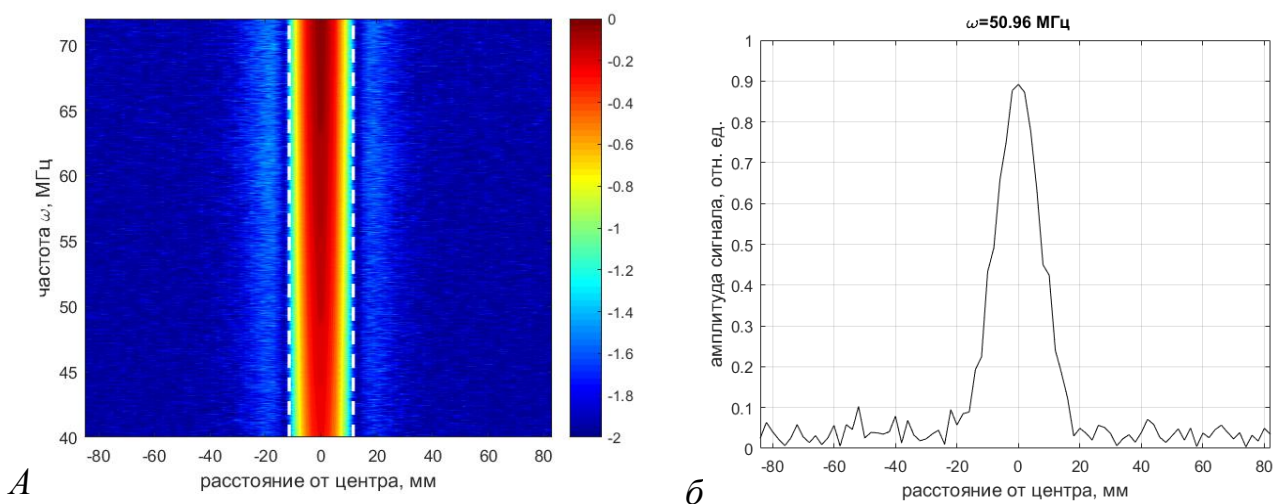


Рисунок 26 – Магнитное поле антенны для локального возбуждения. Зависимость нормированной амплитуды магнитного поля от частоты и смещения вдоль оси X над центром возбуждающей антенны (а). Белые пунктирные линии обозначают область, занимаемую мета-атомом над антенной при локальном возбуждении. Профиль поля для частоты 51 МГц (б).

3.4.2 Поле антенны для однородного возбуждения метаповерхности

Первым шагом в исследовании распределения поля большой антенны для однородного возбуждения были измерения в плоскости непосредственно над антенной, в области с размерами, превосходящими внешний диаметр, с шагом 2 см, в интервале частот 40-72МГц, с шагом 0.04МГц (Рис.27).

Видно, что даже на уровне края антенны поле достаточно однородно. Области уменьшения амплитуды совпадают с выходом за края антенны, и соответственно при смещении вдоль одной оси уменьшается область однородности вдоль другой оси.

На Рисунке 28 показана зависимость относительной величины амплитуды магнитного поля от частоты и смещения вдоль оси X для центральной линии (а), для линии, проходящей над центрами крайних мета-атомов (б), и (в) - профиль поля для центральной линии (обозначено красным цветом) и для крайней линии (синим цветом) на частоте 51 МГц в сравнении с полем локальной антенны (черным цветом). Линейная аппроксимация пространственного распределения величины магнитного поля антенны для однородного возбуждения показана пунктирной линией. Измерения проводились непосредственно внутри рамочной антенны в месте расположения метаповерхности с шагом 2 мм, в интервале частот 40-72МГц, с шагом по частоте 0.02МГц.

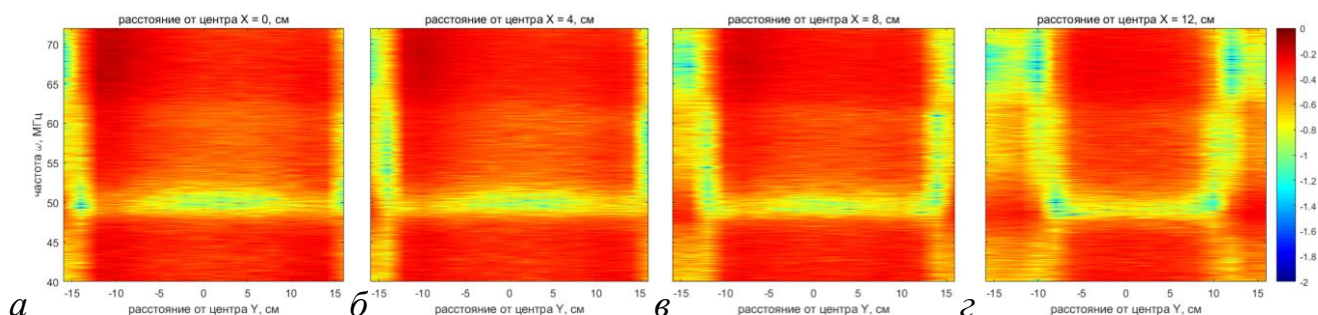


Рисунок 27 – Распределение поля над рамочной антенной на различном расстоянии от центра вдоль оси Y, при смещении вдоль оси X на 0, 4, 8 и 12 см в плоскости непосредственно за пределами антенны. Внешний диаметр антенны 305мм, внутренний 245мм. Расстояние отсчитывается от центра антенны.

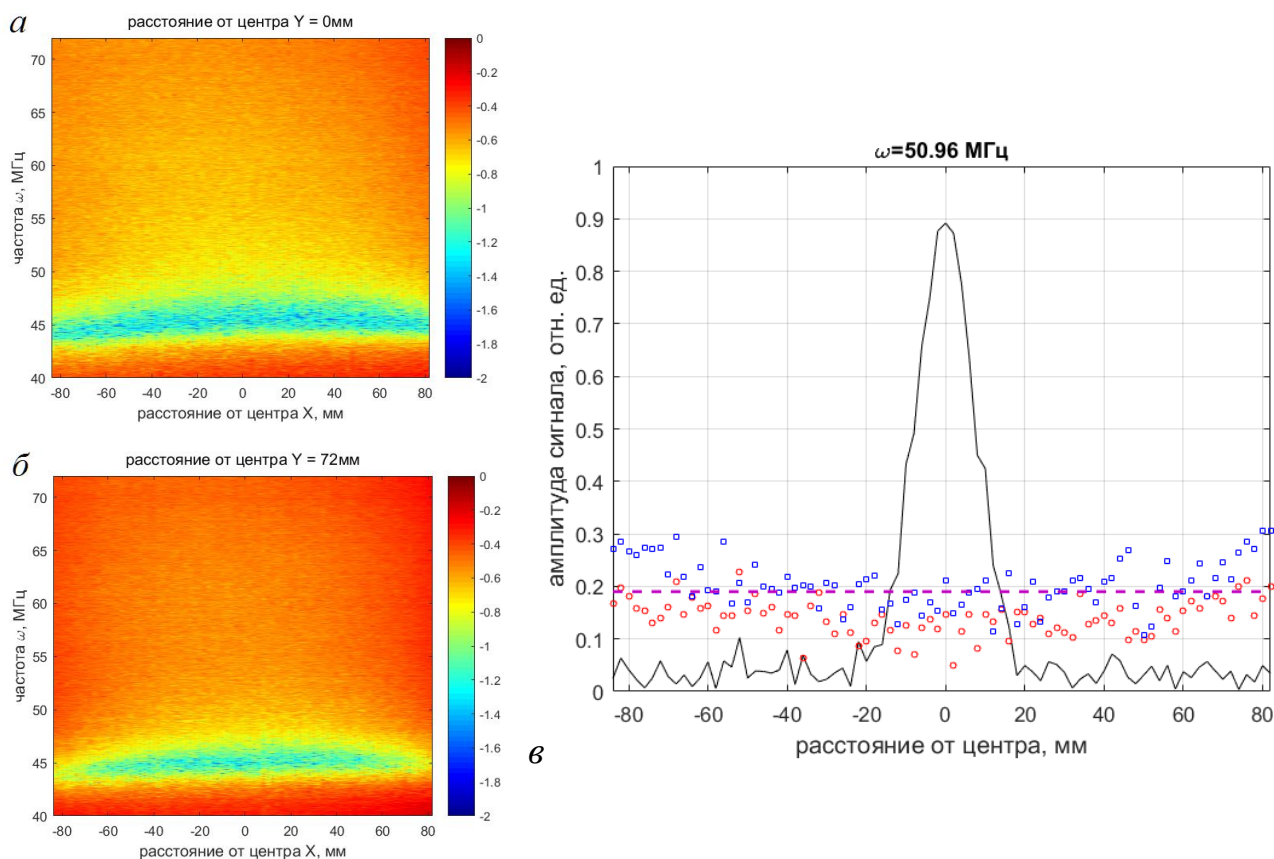


Рисунок 28 – Топографирование поля антенны для возбуждения метаповерхности 7×7 элементов однородным полем. Зависимость относительной величины амплитуды магнитного поля от частоты и смещения вдоль оси X для центральной линии (а), для линии, проходящей над центрами крайних мета-атомов (б), и профиль поля для центральной линии (красные точки) и для крайней линии (синие точки) на частоте 51 МГц в сравнении с полем локальной антенны (черная линия) (в). Линейная аппроксимация пространственного распределения величины магнитного поля антенны для однородного возбуждения (пунктирная линия). Шаг 2 мм. Измерения проводились непосредственно внутри рамочной антенны в месте расположения метаповерхности.

Из Рисунка 28 видно, что для отдельной частоты магнитное поле с хорошей степенью точности (в пределах 10%) можно считать однородным. В районе 45 МГц наблюдается уменьшение амплитуды, вызванное, видимо конструктивными особенностями антенны. В дальнейшем предполагается более подробное исследование поля антенны.

ГЛАВА 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

4.1 Магнитная проницаемость изолированного мета-атома

Как было отмечено в п.2.3 из соотношения сигналов, измеренных в непосредственной близости от мета-атома в его присутствии и в его отсутствии, можно получить экспериментальное значение магнитной проницаемости, усредненное по площади приемной антенны. Однако поскольку эта площадь во много раз меньше площади мета-атома, то, с нашей точки зрения, вполне уместно говорить о локальной магнитной проницаемости $\mu_{лок}$. На Рисунке 29а приведены значения сигнала в присутствии мета-атома (черная линия) и в его отсутствие (красная линия). Экспериментальные результаты хорошо совпадают с результатами моделирования (Рис.29б), проведенного в пакете MatLab с использованием метода обратных матриц импеданса, подробно описанного в работах [12, 20]. В Таблице 1. приведены численные значения параметров, полученных из эксперимента, и параметров, используемых при моделировании отклика изолированного мета-атома.

Измерения проводились в плоскости, лежащей на 3 мм выше края элементов, чтобы в дальнейшем сравнивать с результатами для метаповерхностей, и при передвижении приемной антенны вдоль метаповерхности не касаться краёв элементов.

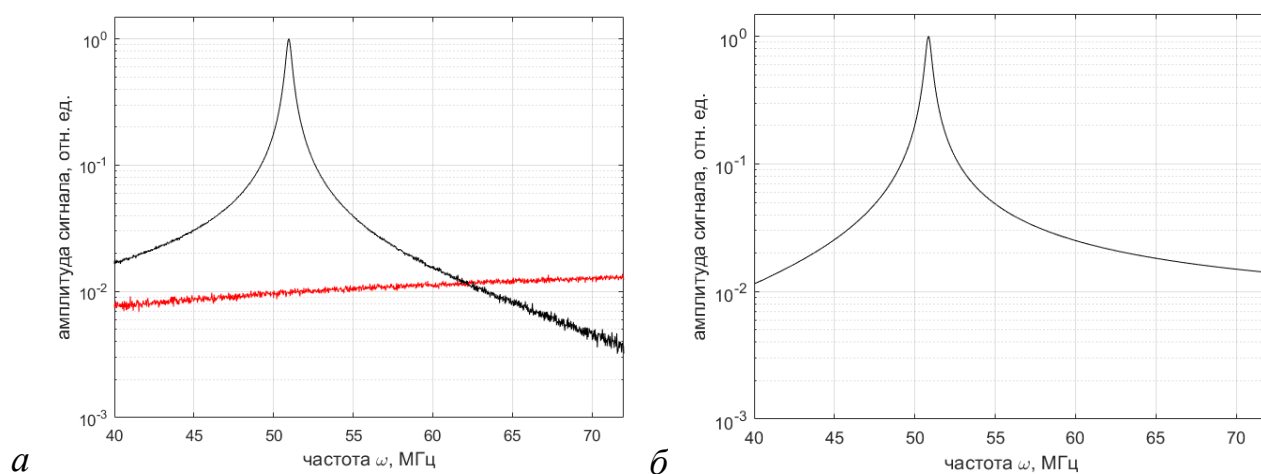


Рисунок 29 – Нормированный резонансный сигнал, измеренный в непосредственной близости от мета-атома (черная линия) и сигнал в той же точке в отсутствии мета-атома (красная) (а); результат моделирования (б) пакете MatLab. $\omega_0=50.83$ МГц.

Таблица 1. Параметры изолированного мета-атома

	Эксперимент	моделирование
f_0 , МГц	50.96	50.85
Q	145.6	141.7
C , пФ (постоянный)	330	340 пФ
C , пФ (подстроечный)	5-20	
R , Ом		0.065

Моделирование на данном этапе проводилось для плоскости, проходящей через центры элементов, т.е. в области максимального отклика. Код программы для расчета приведен в Приложении 4. При перемещении вдоль оси мета-атома за его пределы сигнал уменьшается практически в 2.5-3 раза. Поэтому следует ожидать подобную разницу и в абсолютных значениях магнитной проницаемости (поскольку сигнал в отсутствии мета-атома уже не так сильно меняется с удалением от возбуждающей антенны). В дальнейшем планируется более подробное экспериментальное исследование зависимости величины сигнала от положения приемной антенны.

На Рисунке 30 приведены значения реальной и мнимой частей магнитной проницаемости изолированного элемента, полученные из экспериментальных данных (а, б) и данных моделирования (в, г). Как и ожидалось, в районе резонансной частоты происходит смена знака реальной части $\text{Re}(\mu)$ и резкое увеличение мнимой части $\text{Im}(\mu)$. Наблюдаемая разница в абсолютных значениях объясняется, как упоминалось выше, разницей в «точках измерения». В дальнейшем при моделировании необходимо будет учесть эту разницу и провести моделирование для плоскости удаленной от центра мета-атомов на то же расстояние, что и в эксперименте.

Если возбуждаемый мета-атом уже не изолирован, а находится в окружении себе подобных, являясь, например, частью метаповерхности, то характер его отклика будет сильно отличаться от резонансной кривой, представленной на Рисунке 29. Поскольку мета-атомы взаимодействуют друг с другом, то возбуждение передается соседним мета-атомам, то есть по метаповерхности будут распространяться магнитоиндуктивные волны [10, 11].

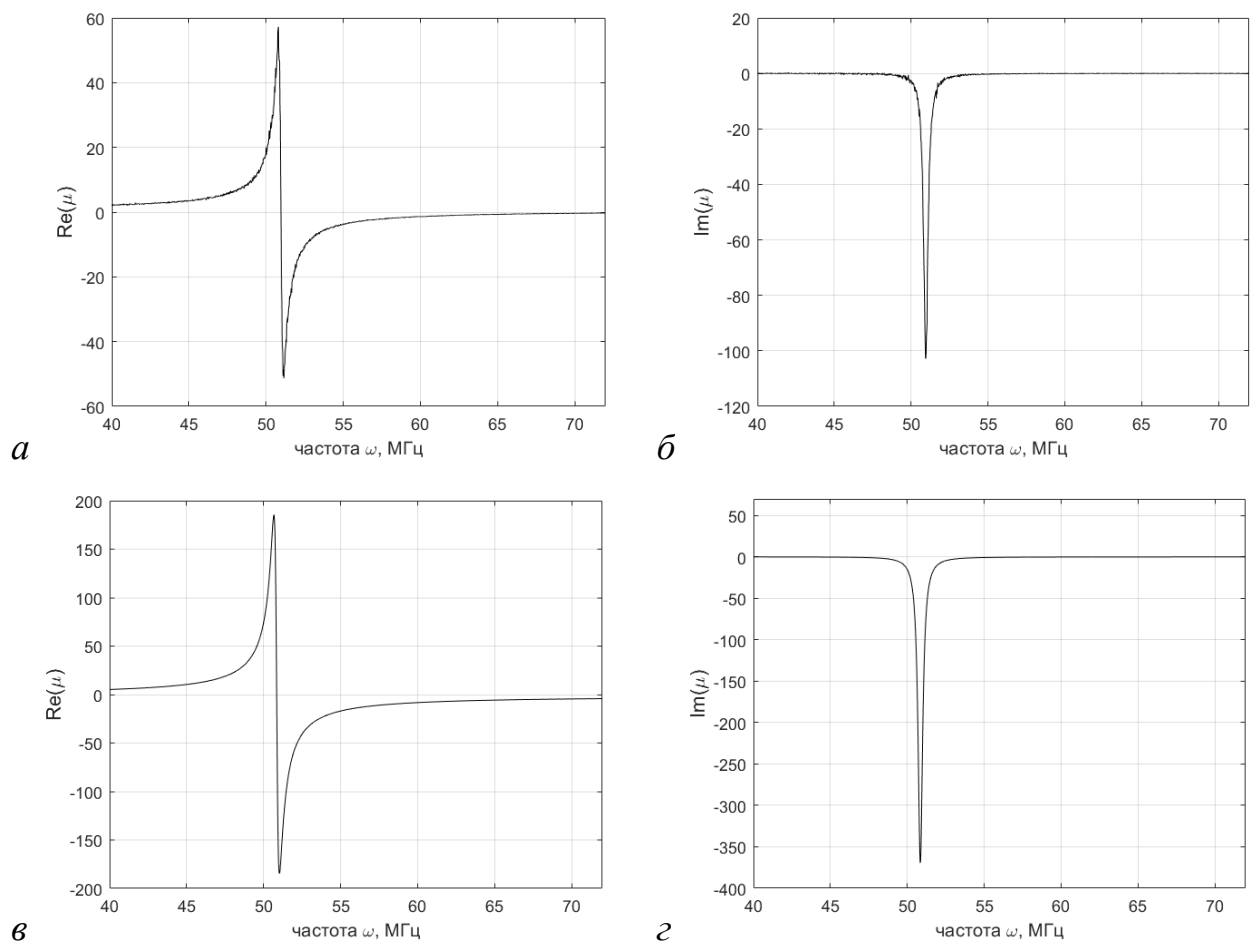


Рисунок 30 – Магнитная проницаемость изолированного мета-атома. Реальная часть проницаемости $\text{Re}(\mu)$ (а) и (в); мнимая часть $\text{Im}(\mu)$ (б) и (г). Эксперимент (а, б) и моделирование в MatLab (в, г).

Соответственно, в зависимости от окружения данного мета-атома следует ожидать и изменение в его локальной восприимчивости.

4.2 Магнитная проницаемость метаповерхности при локальном возбуждении

В данной части работы мы исследуем локальное возбуждение метаповерхностей с квадратной решеткой, состоящих из 7×7 элементов и 15×15 элементов. Расстояние между ближайшими краями элементов 1 мм, что соответствует расстоянию между центрами ближайших элементов $d_l = 24$ мм и взаимодействию между ними $\kappa_l = -0.12$. На Рисунке 31 показан внешний вид метаповерхности. Поскольку возбуждающее магнитное поле приложено только к одному (центральному) мета-атому, то и магнитная восприимчивость может быть определена только вблизи него.

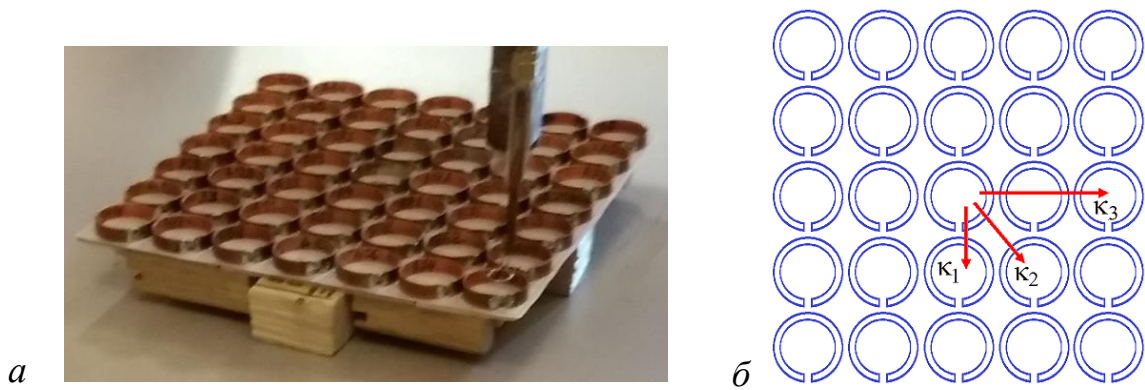


Рисунок 31 – Внешний вид метаповерхности из 7×7 мета-атомов при локальном возбуждении в центре (а) и схематичное изображение фрагмента поверхности и коэффициентов взаимодействия между мета-атомами (б).

Ниже экспериментальные результаты сравниваются с результатами моделирования. При моделировании отклика метаповерхности мы учитывали взаимодействие не только ближайших соседей, но и соседей по диагонали (вторая координационная сфера $d_2=34$ мм, $\kappa_2=-0.032$), и взаимодействие соседей через одного в линии (третья координационная сфера $d_3=48$ мм, $\kappa_3=-0.032$, как показано на Рисунке 31б). Экспериментальные зависимости нормированного на максимум сигнала центрального элемента и результат моделирования показаны на Рисунке 32.

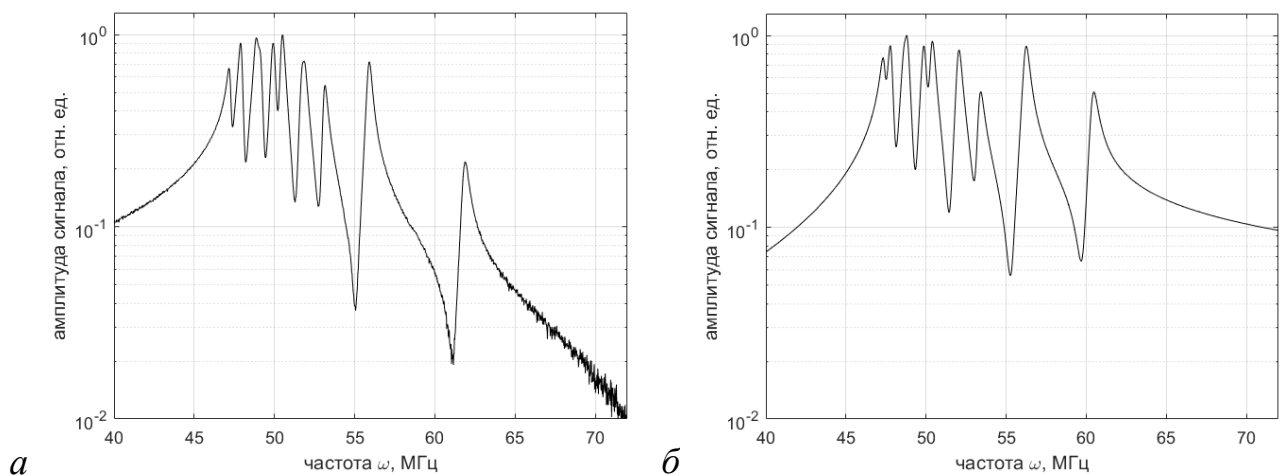


Рисунок 32 – Частотная зависимость сигнала, пропорционального индукции магнитного поля B , над центром квадратной метаповерхности из 7×7 мета-атомов при локальном возбуждении в центре. Эксперимент (а) и моделирование с учетом взаимодействия соседей вплоть до третьего порядка (б). Резонансная частота элементов $\omega_0=50.83$ МГц. Расстояние между краями ближайших элементов 1 мм, коэффициенты взаимодействия $\kappa_1=-0.12$, $\kappa_2=-0.03$, $\kappa_3=-0.01$.

Измерения проводились в диапазоне частот 40-72 МГц с шагом 0.02МГц на расстоянии 3 мм над краем элементов. Используя полученные значения сигнала, пропорционального индукции магнитного поля B , и сигнала, измеренного в той же точке в отсутствии метаповерхности и пропорционального величине напряженности магнитного поля H , из соотношения сигналов мы получили значения локальной магнитной проницаемости в центре метаповерхности при ее локальном возбуждении. Реальная и мнимая части $\text{Re}(\mu)$ и $\text{Im}(\mu)$ в зависимости от частоты показаны на Рисунке 33.

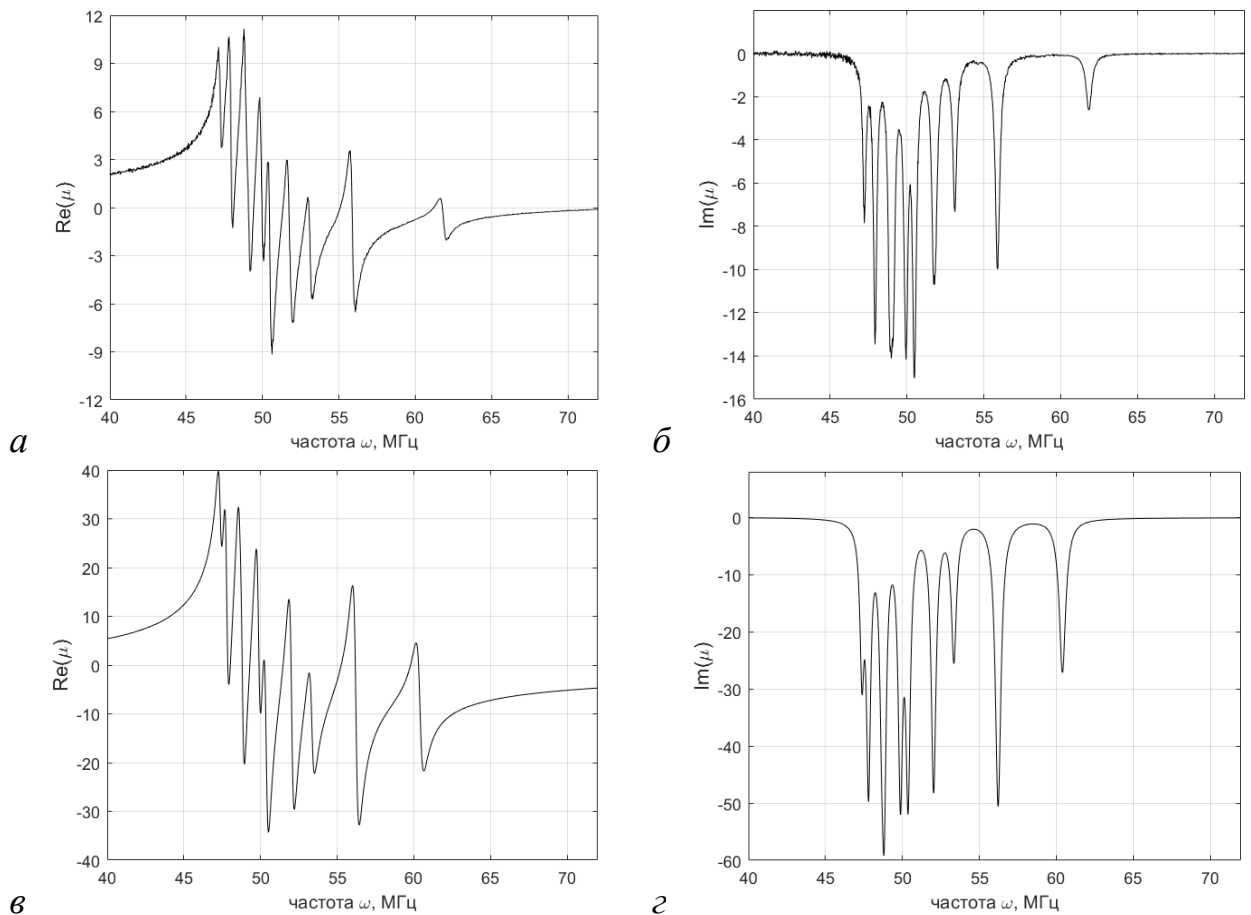


Рисунок 33 – Локальная магнитная проницаемость в центре квадратной метаповерхности из 7×7 мета-атомов при локальном возбуждении в центре. Частотная зависимость реальной (*a*, *в*) и мнимой (*б*, *г*) частей локальной магнитной проницаемости $\text{Re}(\mu)$ и $\text{Im}(\mu)$. Эксперимент (*a*, *б*) и моделирование с учетом взаимодействия соседей вплоть до третьего порядка (*в*, *г*). Резонансная частота элементов $\omega_0 = 50.83$ МГц. Расстояние между краями ближайших элементов 1 мм, коэффициенты взаимодействия $\kappa_1 = -0.12$, $\kappa_2 = -0.03$, $\kappa_3 = -0.01$.

Видно, что полученный результат кардинальным образом отличается от данных для изолированного мета-атома. Во-первых, наличием множества резонансов, во-вторых, увеличением диапазона частот, в котором наблюдается отклик, в-третьих, существенным уменьшением абсолютных значений (почти в 5 раз для $\text{Re}(\mu)$). При этом, по-прежнему, результаты моделирования и экспериментальные результаты качественно хорошо согласуются, что подтверждает правомерность расчета локальной магнитной проницаемости по предложенной методике. Очевидно, что меняя окружение центрального атома, то есть, меняя, например, размеры метаповерхности, можно получить изменение отклика на возбуждение магнитным полем. Поэтому было измерено возбуждение метаповерхности, состоящей из 15×15 элементов, показанной на Рисунке 34 и проведено моделирование распространяющихся магнитоиндуктивных волн. Результаты для сигнала центрального мета-атома показаны на Рисунке 35.

Видно, что по сравнению с метаповерхностью 7×7 сигнал имеет большее количество резонансов, но их размах уменьшается, т.е. отклик становится менее дискретным, т.к. число мета-атомов увеличилось практически в 4.5 раза, и по внешнему виду зависимость стремится к виду усеченной и размытой, но «резонансной кривой».

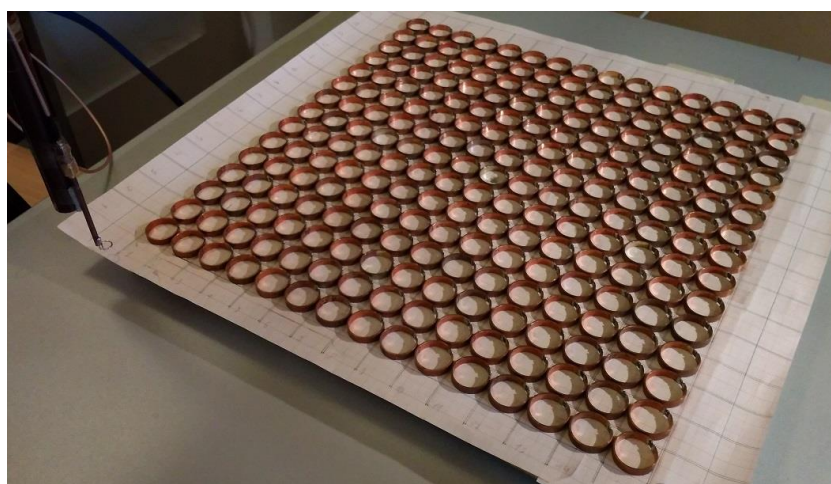


Рисунок 34 – Внешний вид метаповерхности из 15×15 мета-атомов с квадратной решеткой и с расстоянием между краями ближайших элементов 1 мм.

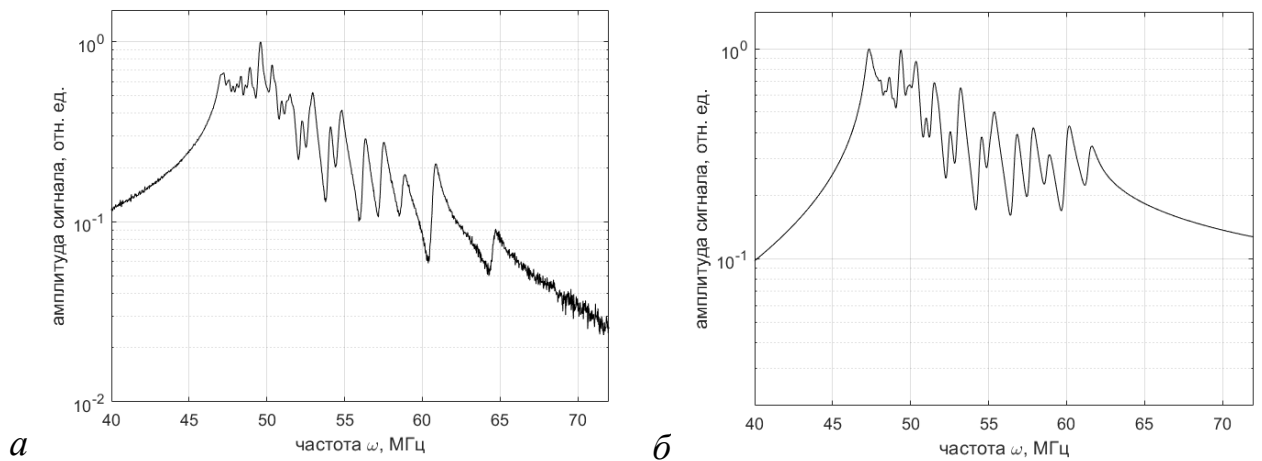


Рисунок 35 – Частотная зависимость сигнала, пропорционального индукции магнитного B , над центром квадратной метаповерхности из 15×15 мета-атомов при локальном возбуждении в центре. Эксперимент (а) и моделирование с учетом взаимодействия соседей вплоть до третьего порядка (б). Резонансная частота элементов $\omega_0 = 50.83$ МГц. Расстояние между краями ближайших элементов 1 мм, коэффициенты взаимодействия $\kappa_1 = -0.12$, $\kappa_2 = -0.03$, $\kappa_3 = -0.01$.

Соответственно изменится и локальная магнитная проницаемость вблизи центрального мета-атома, как видно из Рисунка 36.

Если в случае метаповерхности 7×7 область со знакопеременными значениями $\text{Re}(\mu_{\text{лок}})$ занимает практически 15 МГц (от 47 до 62 МГц), то здесь наблюдается четкий и однозначный переход из области с $\text{Re}(\mu_{\text{лок}}) > 0$ к области $\text{Re}(\mu_{\text{лок}}) < 0$, такой же, как для одного элемента. Фактически, можно говорить уже об отклике метаповерхности как единого объекта. Еще одна особенность влияния окружения, это дальнейшее уменьшение абсолютного значения $\text{Re}(\mu_{\text{лок}})$, которое очевидно связано с распространением магнитоиндуктивных волн, что приводит к «размытию» возбуждения по метаповерхности, и ослаблению отклика непосредственно центрального мета-атома.

В дальнейшем было бы интересно более подробно проследить динамику изменения отклика по мере постепенного роста числа мета-атомов; изменении взаимодействия и симметрии решетки. Предварительные результаты для метаповерхностей 7×7 , 9×9 , 11×11 и 15×15 сравниваются в Приложении 5.

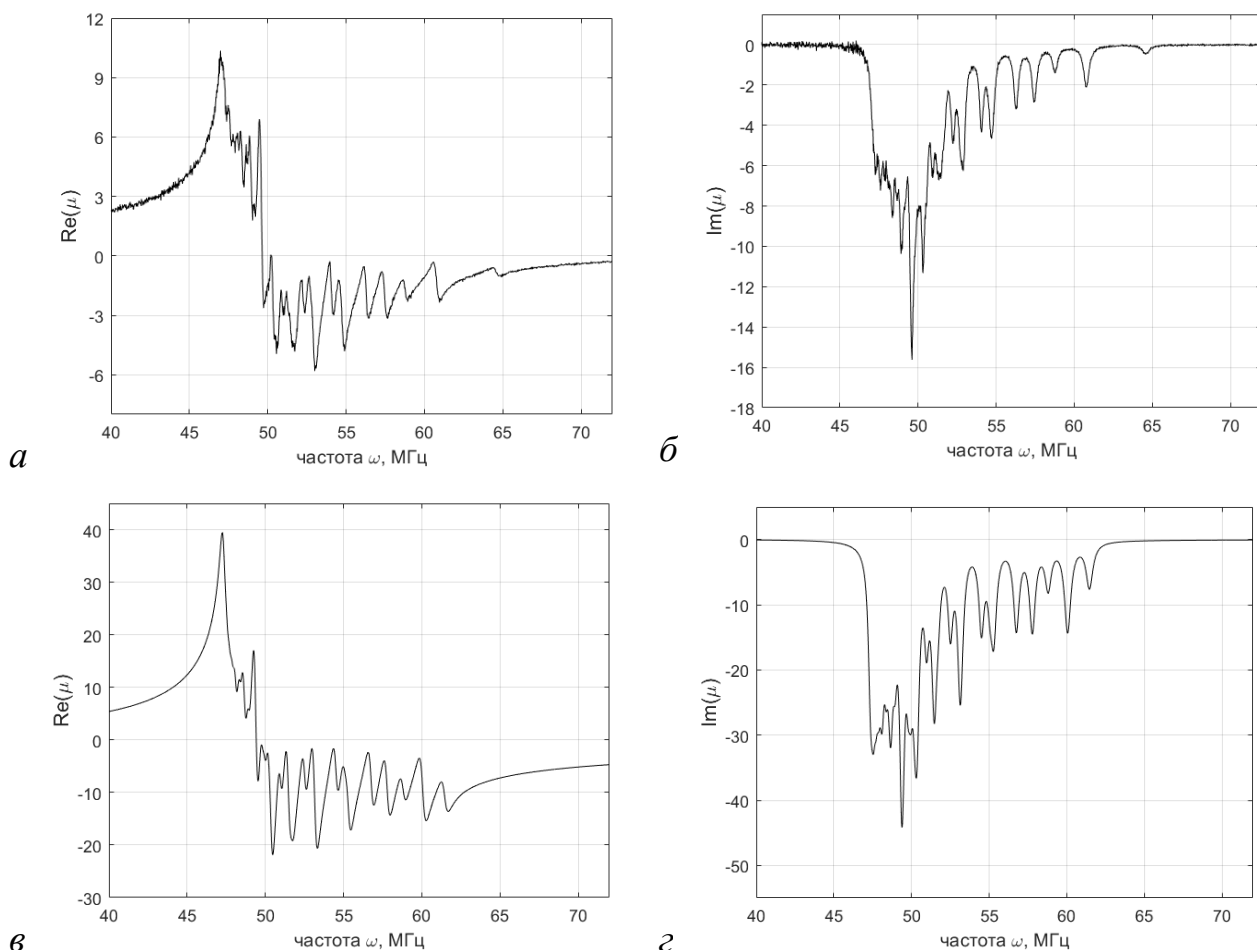


Рисунок 36 – Локальная магнитная проницаемость в центре квадратной метаповерхности из 15×15 мета-атомов при локальном возбуждении в центре. Частотная зависимость реальной (*а*, *в*) и мнимой (*б*, *г*) частей локальной магнитной проницаемости $\text{Re}(\mu)$ и $\text{Im}(\mu)$. Эксперимент (*а*, *б*) и моделирование с учетом взаимодействия соседей вплоть до третьего порядка (*в*, *г*). Резонансная частота элементов $\omega_0 = 50.83$ МГц. Расстояние между краями ближайших элементов 1 мм, коэффициенты взаимодействия $\kappa_1 = -0.12$, $\kappa_2 = -0.03$, $\kappa_3 = -0.01$.

Финальным шагом в данной работе является исследование отклика метаповерхности при возбуждении однородным магнитным полем.

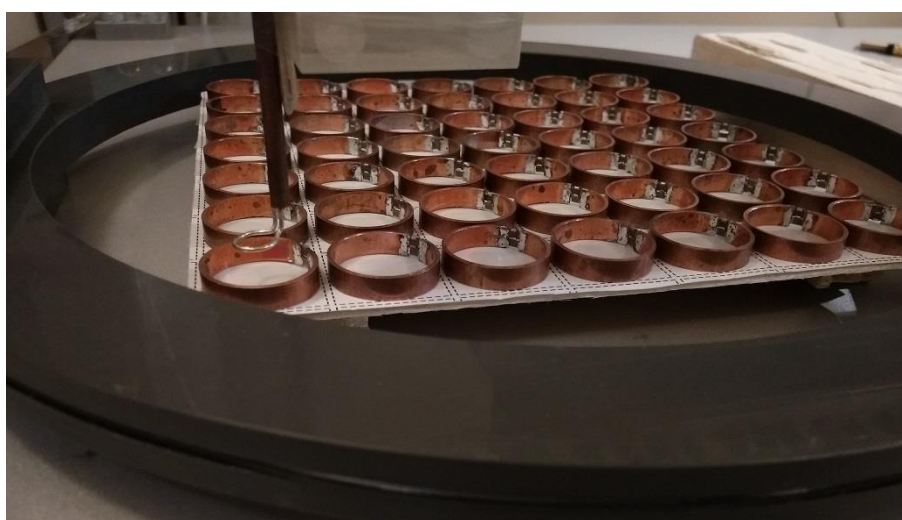
4.3 Локальная магнитная проницаемость при возбуждении метаповерхности однородным полем

Рассмотрим теперь экспериментальные результаты и результаты моделирования локальной магнитной восприимчивости метаповерхности с квадратной решеткой, состоящей из 7×7 элементов, при возбуждении всей метаповерхности однородным магнитным полем.

Расстояние между ближайшими краями элементов 1 мм, что соответствует расстоянию между центрами ближайших элементов $d_l=24$ мм и взаимодействию между ними $\kappa_l=-0.12$. На Рисунке 37 показан внешний вид метаповерхности, расположенной внутри антенны для однородного возбуждения. Свойства антенны подробно были описаны в п.3.4.2.

При исследовании локальной проницаемости вблизи центрального атома мы столкнулись с проблемой «шума», поскольку сигнал без метаповерхности – пропорциональный полю возбуждающей антенны – оказался достаточно слабым и шумным, что видно из Рисунка 38.

Данную проблему можно решить либо используя процесс усреднения при многократных измерениях, либо используя встроенные функции для фильтрации сигналов в MatLab. В данной работе мы применили второй метод. Для этого использовалась стандартная функция для создания фильтра с различным набором параметров. Было сделано 2 фильтра, которые условно можно назвать «Фильтр_1» и «Фильтр_2» (код программы, использованной для фильтрации сигналов, см. в Приложении 6). Результаты применения фильтров показаны на Рисунке 39. Для последующего расчета реальной и мнимой частей проницаемости $Re(\mu)$ и $Im(\mu)$ мы использовали сигналы, обработанные более сглаживающим вторым фильтром.



Рисинок 37 – Внешний вид метаповерхности из 7*7 резонаторов, расположенной внутри рамочной антенны для возбуждения однородным полем, внутренний диаметр антенны 245 мм.

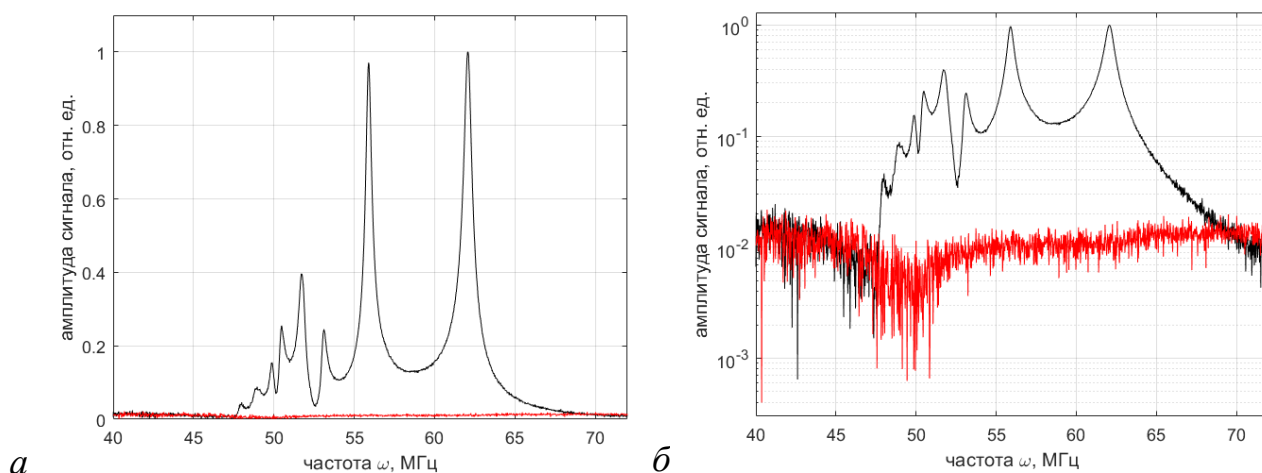


Рисунок 38 – Экспериментальная частотная зависимость сигнала, пропорционального индукции магнитного поля B , над центром квадратной метаповерхности из $7*7$ мета-атомов при возбуждении однородным полем (черная линия) и частотная зависимость сигнала, пропорционального напряженности магнитного поля H , в том же месте в отсутствии метаповерхности (красная линия) в линейном масштабе (а) и в логарифмическом масштабе с нормировкой на максимум (б). Резонансная частота элементов $\omega_0=50.83$ МГц. Расстояние между краями ближайших элементов 1 мм.

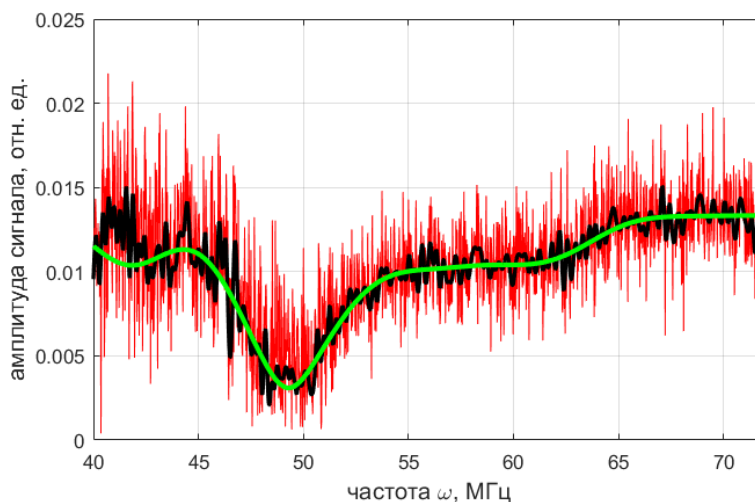
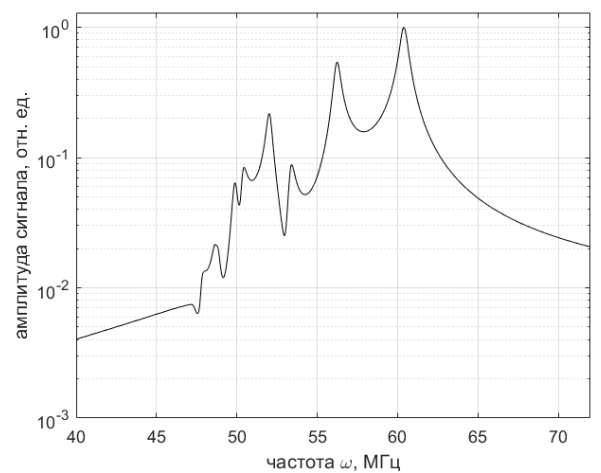
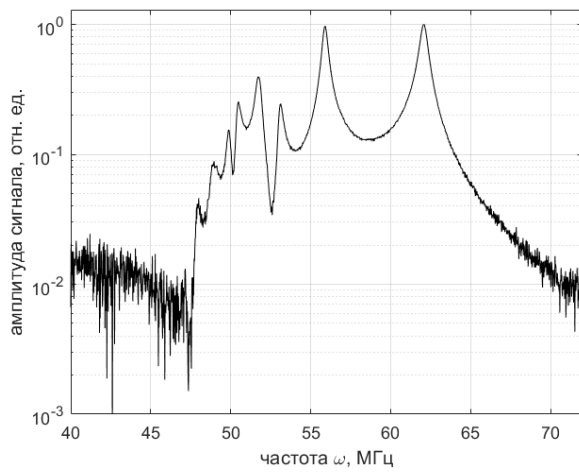


Рисунок 39 – Применение фильтров для устранения шума. Экспериментальная частотная зависимость сигнала, пропорционального величине возбуждающего магнитного поля, в центре метаповерхности (красная кривая). Уменьшение шума после применения фильтра «Фильтр_1» (черная кривая), после применения фильтра «Фильтр_2» (зеленая линия).

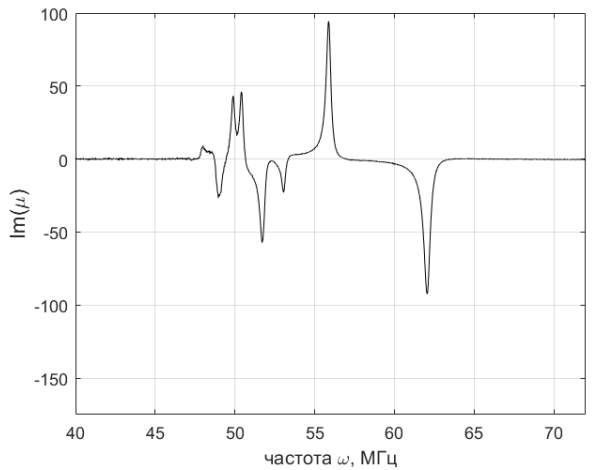
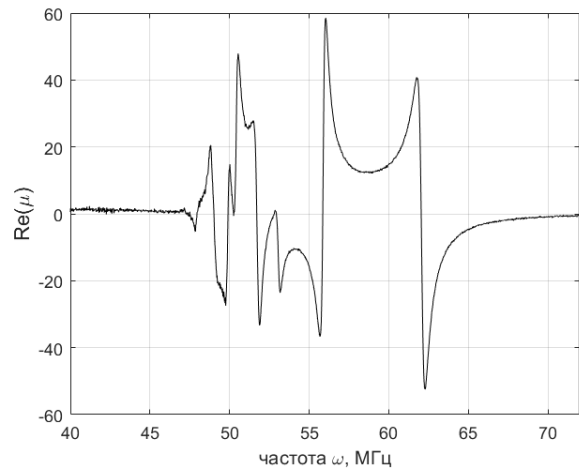
На Рисунке 40 показаны экспериментальные значения сигнала центрального мета-тома при возбуждении всей поверхности однородным полем и значения, полученные при моделировании. Видно, что общий характер зависимостей хорошо совпадает.



a

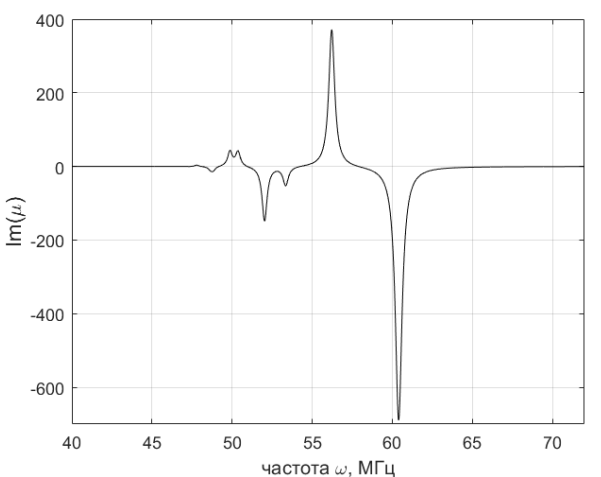
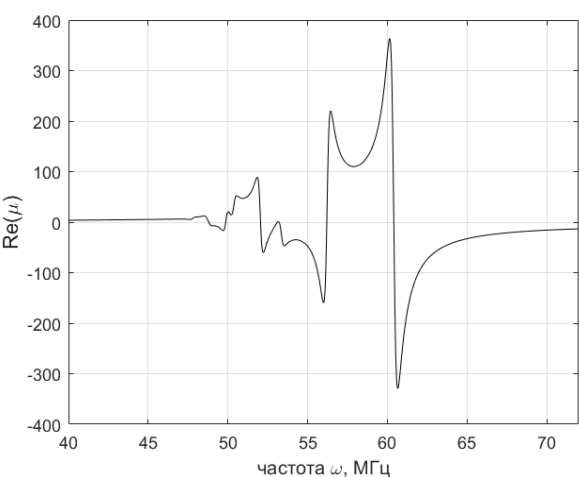
б

Рисунок 40 – Частотная зависимость сигнала, пропорционального индукции магнитного поля \mathbf{B} над центром квадратной метаповерхности из 7×7 мета-атомов при возбуждении всей поверхности однородным полем. Эксперимент (*a*) и моделирование (*б*). Резонансная частота элементов $\omega_0 = 50.83$ МГц. Расстояние между краями ближайших элементов 1 мм, коэффициенты взаимодействия $\kappa_1 = -0.12$, $\kappa_2 = -0.03$, $\kappa_3 = -0.01$



a

б



в

г

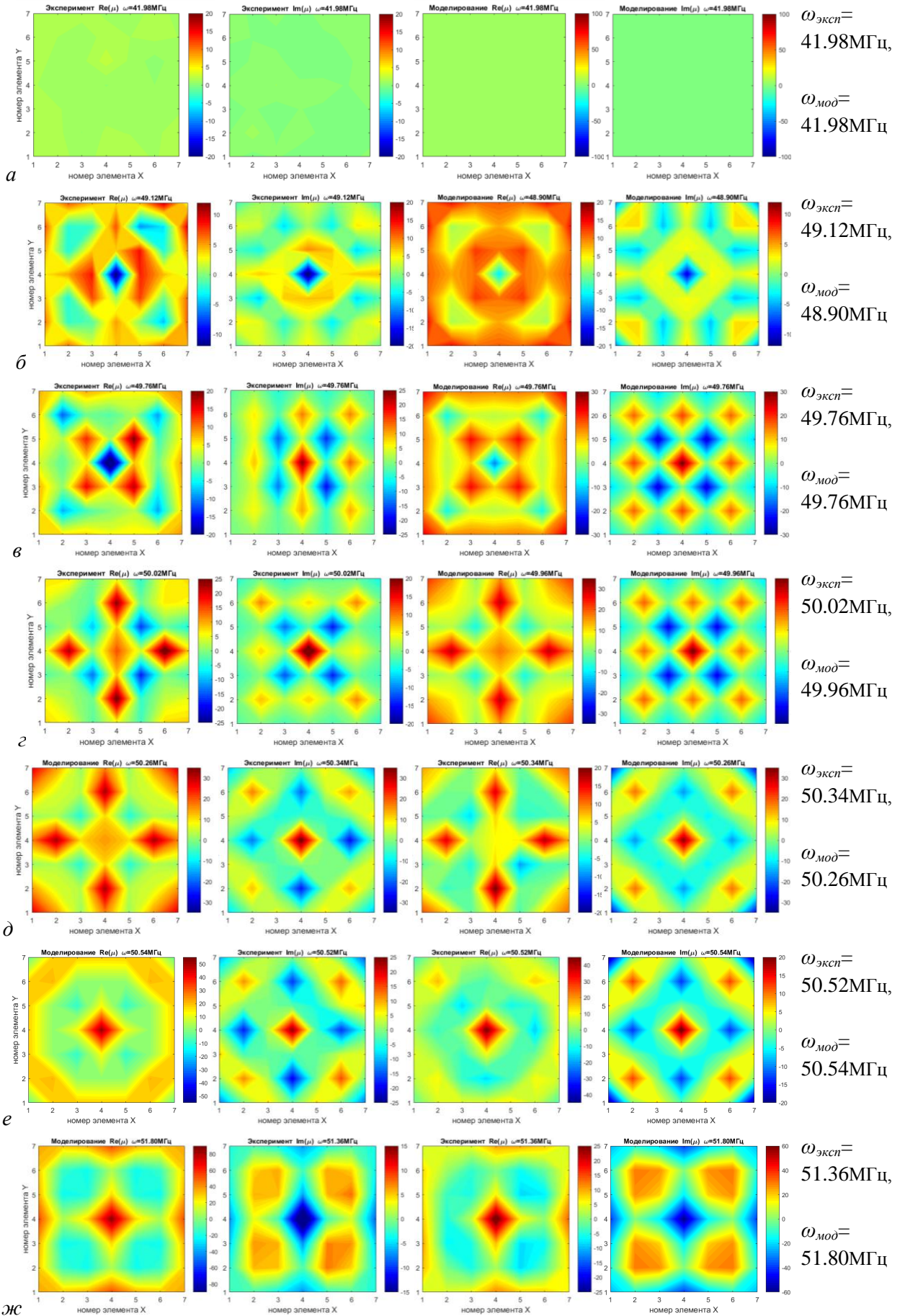
Рисунок 41 – Частотная зависимость реальной (*a*, *в*) и мнимой (*б*, *г*) частей локальной магнитной проницаемости $\text{Re}(\mu)$ и $\text{Im}(\mu)$. Эксперимент (*a*, *б*) и моделирование с учетом взаимодействия вплоть до третьего порядка (*в*, *г*). $\omega_0 = 50.83$ МГц. $\kappa_1 = -0.12$, $\kappa_2 = -0.03$, $\kappa_3 = -0.01$

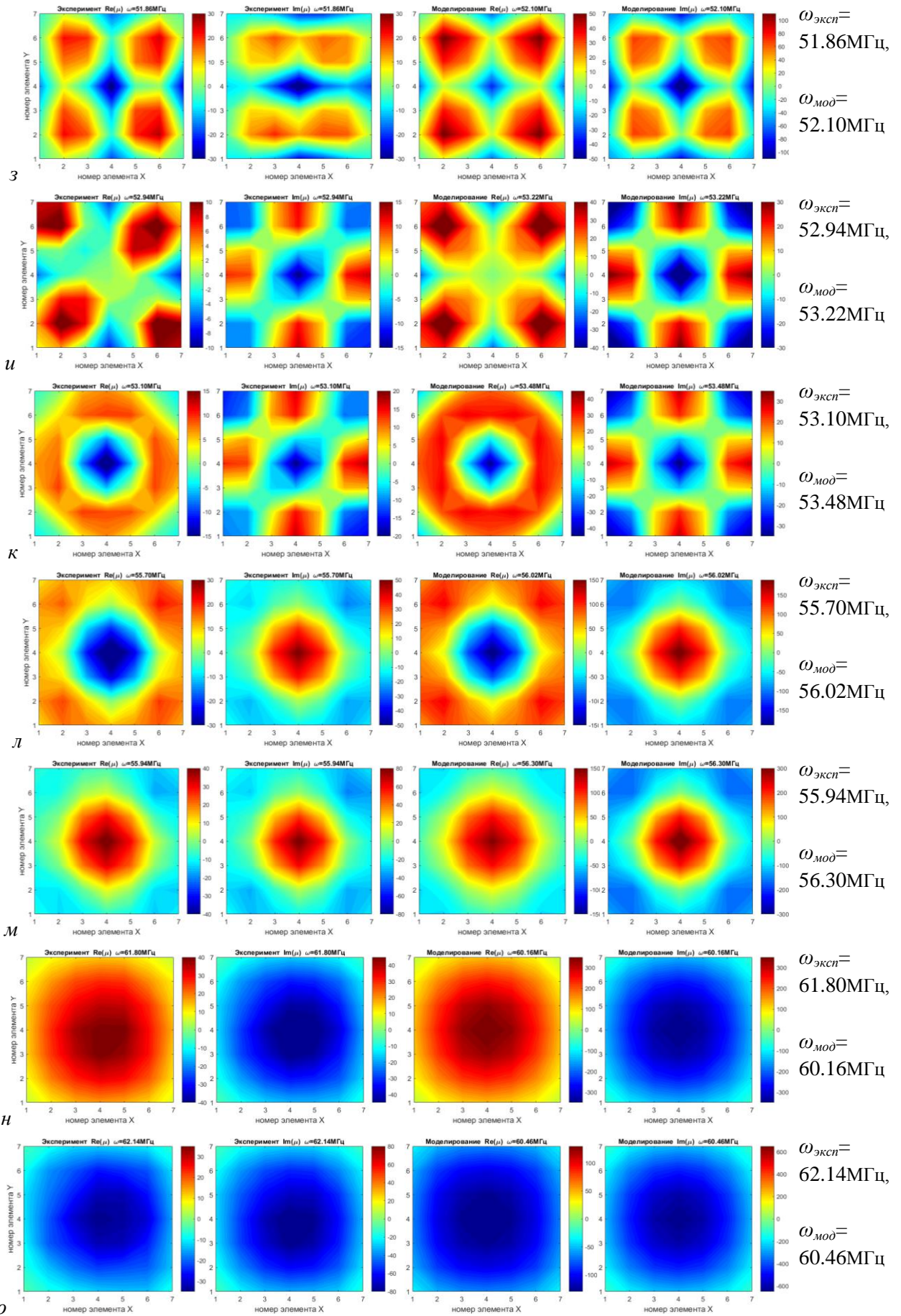
Отличия в ширине полосы возбуждения можно объяснить отсутствием учета взаимодействия более дальних соседей и разницей в «точках измерения», которое уже подробно обсуждали выше и впредь для экономии места уже не будем упоминать.

Локальная магнитная проницаемость над центром квадратной метаповерхности из 7×7 мета-атомов при однородном возбуждении в зависимости от частоты показана на Рисунке 41. Здесь более явно видна разница между экспериментальными данными и моделированием в частотном диапазоне, где $\mu_{\text{лок}}$ меняет знак и становится отрицательной. Однако в целом, по-прежнему наблюдается очень хорошее согласие экспериментальных результатов и результатов моделирования с учетом взаимодействия соседей вплоть до третьего порядка.

Теперь перейдем к результатам распределения $\mu_{\text{лок}}$ для всей метаповерхности 7×7 при возбуждении однородным полем. На Рисунке 42 показано распределение значений локальной магнитной проницаемости вдоль поверхности 7×7 мета-атомов для ряда частот. На Рисунке слева направо показаны экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ на высоте 3 мм над поверхностью и результаты моделирования с аналогичным распределением $\text{Re}(\mu)$ и $\text{Im}(\mu)$ в центрах мета-атомов, сбоку приведены соответствующие значения частот $\omega_{\text{экс}}$ и $\omega_{\text{мод}}$. Более подробно эти зависимости приведены в Приложении 7.

Обсудим несколько особенностей распределения $\mu_{\text{лок}}$. Как следует из рисунка, более менее однородное распределение локальной магнитной проницаемости наблюдается либо на частотах существенно ниже (например $\omega_{\text{экс}}=41.98$ МГц, Рис.42а), либо существенно выше резонансной частоты $\omega_0=50.83$ МГц (например $\omega_{\text{экс}}>61.80$ МГц, Рис.42 н,о,п,р).





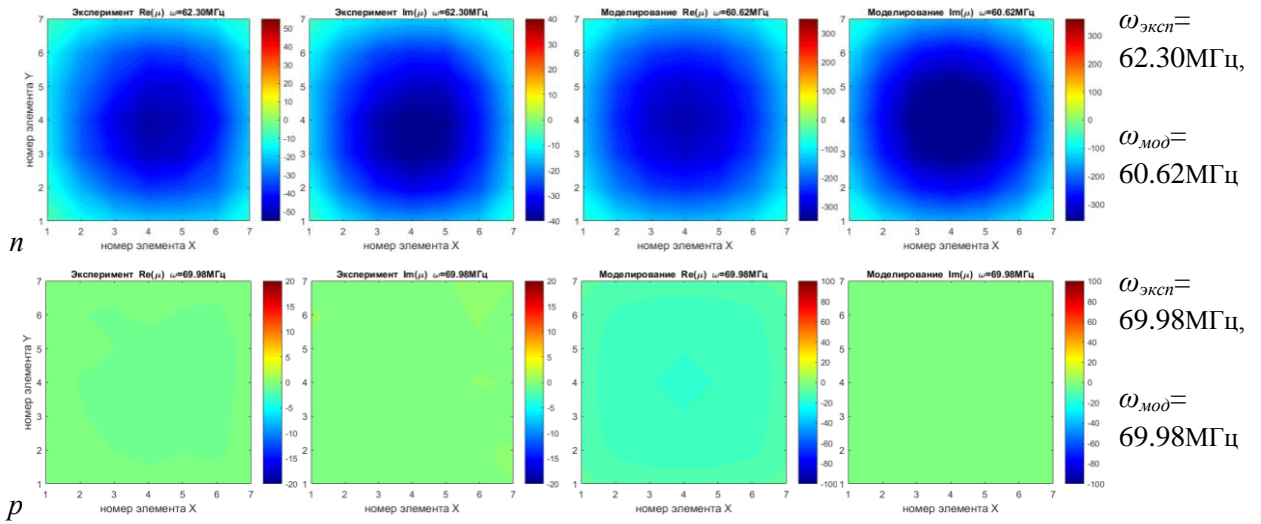


Рисунок 42 – Локальная магнитная проницаемость при возбуждении метаповерхности 7×7 мета-атомов однородным полем. Слева направо: экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $\text{Re}(\mu)$ и $\text{Im}(\mu)$ в центрах мета-атомов; значения частот $\omega_{\text{эксп}}$ и $\omega_{\text{мод}}$ показаны справа.

При этом, выше резонансной частоты в узком диапазоне частот в районе $\omega_{\text{эксп}}=61.80\text{МГц}$ реализуется распределение с $\text{Re}(\mu_{\text{лок}})>0$ для всей метаповерхности. Далее происходит резкий переход к однородному распределению с большими отрицательными значениями $\text{Re}(\mu)<0$ в более широком диапазоне частот 62-65МГц, с постепенным приближением к состоянию $\text{Re}(\mu_{\text{лок}})\approx 0$ уже практически вне полосы пропускания магнитоиндуктивных волн.

Кроме того, на Рисунке 42(н,о,п) явно видно влияние граничных условий, когда по мере приближения к границам значение $\mu_{\text{лок}}$ изменяется. Поскольку, аналогичное поведение наблюдается и для моделирования, логично сделать вывод, что причиной является уменьшение числа соседей для слоев близких к границе. Отметим, что похожий результат был получен в работе [9] для частот намного выше при $\omega = 2\omega_0$.

Следующая интересная особенность видна на рисунках (з,и,к,л), когда при одной и той же частоте в зависимости от точки мета-поверхности можно получить как значения $\text{Re}(\mu_{\text{лок}})<0$ так и $\text{Re}(\mu_{\text{лок}})>0$. Такой результат получен впервые.

Подобное распределение $\mu_{\text{лок}}$ получено экспериментально и теоретически и полностью подтверждает несостоятельность модели эффективной среды и аддитивной модели для описания отклика метаповерхностей магнитных метаматериалов вблизи резонансной частоты при локальном возбуждении или возбуждении однородным полем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В процессе выполнения работы впервые была комплексно решена такая актуальная задача как определение локальной проницаемости метаматериалов в МГц диапазоне вблизи резонансной частоты - предложена теоретическая модель, проведено моделирование и подробное экспериментальное исследование отклика метаповерхностей с квадратной решеткой и различным количеством мета-атомов при локальном возбуждении и возбуждении в однородном поле. Полученные результаты впервые убедительно доказывают несостоятельность модели эффективной проницаемости для описания отклика метаповерхности вблизи резонансной частоты и показывают необходимость учета магнитоиндуктивных волн, открытых L.Solymar и E.Shamonina.

В процессе выполнения работы были получены следующие результаты.

- ✓ Разработана методика расчета вблизи резонансной частоты локальной проницаемости с учетом взаимодействия мета-атомов и неоднородного возбуждения метаповерхности, связанного с распространением магнитоиндуктивных волн, учтены конечные размеры метаповерхности и связанные с этим граничные условия.
- ✓ Разработан метод экспериментального определения локальной магнитной проницаемости на заданной частоте вблизи метаповерхности.
- ✓ Собрана, отлажена и апробирована автоматическая установка для двумерного сканирования метаповерхностей на базе векторного анализатора цепей. В частности, в среде Arduino IDE создано программное обеспечение микроконтроллера, необходимое для автоматического перемещения приемной антенны; разработано приложение в пакете Visual Studio для проведения эксперимента, с использованием библиотеки VISA для управления измерительным оборудованием; в пакете MatLab разработано программное обеспечение для обработки и визуализации экспериментальных данных.
- ✓ Изготовлены метаповерхности с использованием до 15*15 расщепленных кольцевых резонаторов с целевым значением резонансной частоты в районе

50 МГц. Для этого было изготовлено более 250 элементов с точностью по частоте 0.15 %.

- ✓ Определены величины взаимодействия мета-атомов в планарной конфигурации для расстояний характерных для метаповерхностей в МГц диапазоне.
- ✓ Выявлено влияние геометрии возбуждающей антенны на симметрию распространения магнитоиндуктивных волн в случае линейных метаматериалов и изготовлены системы держателей антенн для симметричного локального и однородного возбуждения метаповерхностей.
- ✓ Экспериментально и численно получены значения магнитной проницаемости изолированного мета-атома вблизи резонансной частоты.
- ✓ Исследовано влияние окружения мета-атома на его магнитную проницаемость вследствие взаимодействия мета-атомов и распространения по метаповерхности магнитоиндуктивных волн. Экспериментально получены значения наведенных токов в элементах метаповерхностей с квадратной решеткой при локальном возбуждении центрального элемента вблизи резонансной частоты. Проведено моделирование возбуждения метаповерхности с учетом взаимодействия мета-атомов вплоть до 3го порядка. Получено хорошее согласие результатов моделирования и экспериментальных данных.
- ✓ Исследовано неоднородное распределение локальной магнитной восприимчивости метаповерхности в зависимости от частоты при возбуждении однородным магнитным полем.

Полученные данные подтвердили предположение о том, что теория эффективной среды не пригодна для описания отклика метаповерхностей вблизи резонансной частоты элементов и необходимо учитывать распространение магнитоиндуктивных волн при расчете локальной проницаемости.

Все цели и задачи выполнены, результаты работы опубликованы в печати и докладывались на международных конференциях.

Список публикаций автора по теме магистерской диссертации

1. Radkovskaya A., Petrov P., Kiriushchikina S, Satskiy A., Ivanyukovich M, Vakulenko A., Prudnikov V., K Kotelnikova O., Korolev A., Zakharov P. Magnetic metamaterials: coupling and permeability. JMMM, v.459, p.187-190. 2018
2. Radkovskaya A., Petrov P., Kiriushchikina S, Satskiy A., Ivanyukovich M, Vakulenko A., Prudnikov V., K Kotelnikova O., Korolev A., Zakharov P. Magnetic metamaterials: coupling and permeability. Book of abstracts Moscow International Simposium on Magnetism 2017, MISM-2017, 1-5 July, 2017, Moscow, p.96
3. Вакуленко А.Ю. Магнитоиндуктивные волны в 2D магнитных метаматериалах в МГц диапазоне. Сборник тезисов международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2016», Москва. 2016
4. Вакуленко А.Ю., Кирюшечкина С.В. Исследование взаимодействия элементов магнитных метаматериалов в ГГц. Сборник тезисов международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2017», Москва. 2017
5. Кирюшечкина С.В., Вакуленко А.Ю. Сверхнаправленное излучение метатомов с магнитным взаимодействием в МГц. Сборник тезисов международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2017», Москва. 2017

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ . УФН, т.92, с.512–517. 1968
2. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C., Schultz S. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys.Rev.Lett.*, v.84, p.4184–4187. 2000
3. Bilotti F., Sevgi L. Metamaterials: Definitions, properties, applications, and FDTD-based modeling and simulation. *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, v.22, №4, p.422–438. 2012
4. Syms R.R.A., Shamonina E. and Solymar L. Magnetoinductive waveguide devices. *IEEE Proc. Microw. Ant. Prop.*, v. 153, p.111-121. 2006
5. Stevens C.J. Magnetoinductive waves and wireless power transfer. *IEEE Trans. Power Electron*, v.30, p.6182–6190. 2014
6. Shamonina E., Solymar L. Superdirectivity by virtue of coupling between meta-atoms. *IEEE Proc. 7th Int. Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials*. p.97–99, Bordeaux, France. 2013
7. Кирюшечкина С.В., Вакуленко А.Ю. Сверхнаправленное излучение метаатомов с магнитным взаимодействием в МГц. Сборник тезисов международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2017», Москва. 2017
8. Pendry J.B., Holden A.S., Robbins D.J., Stewart W.J. Magnetism from conductors and enhanced non-linear phenomena. *IEEE. Trans. Microwave Theory Technol.* v.47, p.2075–2084. 1999
9. Gorkunov M., Lapine M., Shamonina E., Ringhofer K.H. Effective magnetic properties of a composite material with circular conductive elements. *Eur.Phys.J.B*, v.28, p.263-269. 2002
10. Shamonina E., Kalinin V.A., Ringhofer K.H., Solymar L. Magneto-inductive waveguide. *Electron.Lett.*, v.38, p.371-372. 2002
11. Solymar L., Shamonina E. *Waves in Metamaterials*. Oxford Univ.Press, Oxford. 385 p. 2009

12. Radkovskaya A., Petrov P., Kiriushchikina S, Satskiy A., Ivanyukovich M, Vakulenko A., Prudnikov V., Kotelnikova O., Korolev A., Zakharov P. Magnetic metamaterials: coupling and permeability. *JMMM*, v.459, p.187-190. 2018
13. Radkovskaya A., Petrov P., Kiriushchikina S, Satskiy A., Ivanyukovich M, Vakulenko A., Prudnikov V., Kotelnikova O., Korolev A., Zakharov P. Magnetic metamaterials: coupling and permeability. *Book of abstracts Moscow International Symposium on Magnetism 2017, MISM-2017, 1-5 July, 2017, Moscow*, p.96
014. Вакуленко А.Ю. Магнитоиндуктивные волны в 2D магнитных метаматериалах в МГц диапазоне. Сборник тезисов международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2016», Москва. 2016
14. Marques R., Medina F., Ruffini-El-Idrissi R. Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed materials. *Phys. Rev.B.*, v.65, p.144440-1-6. 2002
15. Shamonina E. Slow waves in magnetic metamaterials: history, fundamentals and application. *Phys. Stat. Sol. B.*, v.245, p.1471-1482. 2008
16. Hesmer F., Tatartschuk E., Zhuromskyy O., Radkovskaya A., Shamonin M., Hao T., Stevens C.J., Edwards D.J., Faulkner G., Shamonina E. Coupling mechanisms for split ring resonators: Theory and experiment. *Phys.Stat.Sol. B*, v.244, p.1170-1174. 2007
17. Shamonina E., Solymar L. Diamagnetic properties of metamaterials: a magnetostatic analogy. *Eur. Phys. J. B*, v.41, p.307-312. 2004
18. Lapine M., Krylova A., Belov P., Poulton C., McPhedran R., Kivshar Y. Broadband diamagnetism in anisotropic metamaterials. *Phys.Rev. B*, v.87, p.024408-1-7. 2013
20. Вакуленко А.Ю. Экспериментальное исследование поверхностных магнитоиндуктивных волн в метаматериалах. Бакалаврская дипломная работа. Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова. Москва. 58 стр. 2016
21. Радковская А.А., Прудников В.Н. Захаров П.Н., Бабушкин А.К., Королев А.Ф., Сухоруков А.П. Волны в магнитных метаматериалах с сильным взаимодействием между элементами. Суперлинза. Спец.физический практикум. Физический факультет МГУ им.М.В.Ломоносова. Москва. 43 стр. 2009

22. Вакуленко А.Ю., Кирюшечкина С.В. Исследование взаимодействия элементов магнитных метаматериалов в ГГц. Сборник тезисов международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2017», Москва. 2017
23. Radkovskaya A.A., Prudnikov V.N., Kotelnikova O.A., Palvanova G.S., Prokopjeva V.V., Andreenko A.S., Zakharov P.N., Korolev A.F., Sukhorukov A.P. Experimental Study of Phonon-Like Dispersion in Biatomic Magnetic Metamaterials in the MHz Range. Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics, v. 78, №2, p. 136–138. 2014
24. <http://www.rfcafe.com/references/electrical/dielectric-constants-strengths.htm>
25. Radkovskaya A., Shamonin M., Stevens S.J., Faulkner G., Edwards D.J., Shamonina E., Solymar L., Resonant frequencies of a combination of split rings: experimental, analytical and numerical study, Microwave and optical Technology Letters, v.46, №5, p. 473-475, 2005
26. Сайт Keysight Technologies URL: <https://www.keysight.com>
27. Сайт Rohde&Schwarz. URL: <https://www.rohde-schwarz.com>
28. Пальванова Г.С. Фононоподобная дисперсия в дискретных магнитных метаматериалах в МГц диапазоне. Дипломная работа. Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова. Москва. 50 стр. 2014

БЛАГОДАРНОСТИ

В первую очередь, автор выражает благодарность научному руководителю доценту Анне Александровне Радковской за профессиональное руководство, искренний интерес к научным исследованиям, заботливое отношение к своим студентам и неоценимую помощь и поддержку.

Вместе с этим хочется поблагодарить всех сотрудников кафедры магнетизма за профессиональное обучение и благоприятную творческую атмосферу, в частности, доцента Котельникову Ольгу Анатольевну за полученные знания, доброжелательное отношение и благотворное участие в жизни студентов; профессора Николая Сергеевича Перова за знания, полученные на лекциях по автоматизации экспериментального оборудования; а также аспирантов Родионова Игоря и Блинова Михаила за помощь, в которой они никогда не отказывали.

Особую благодарность автор выражает профессору Валерию Николаевичу Прудникову за непосредственное участие в разработке и реализации данного проекта, обеспечение материалами и инструментами, за ценные советы и огромную помощь в решении различных трудностей.

Автор также признателен сотрудникам кафедры фотоники и физики микроволн и.о. зав. кафедрой доценту Анатолию Федоровичу Королеву, доценту Петру Николаевичу Захарову и мнс Александру Андреевичу Белову за возможность проведения экспериментальных исследований с помощью векторного анализатора цепей фирмы Rohde&Schwarz, а также за ценные советы, помощь и поддержку при выполнении данной работы.

Автор выражает глубокую признательность профессору Александру Павловичу Пятакову, взявшему на себя труд по рецензированию данной работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1.

Матрица импедансов для моделирования отклика метаповерхности при учете взаимодействия мета-атомов вплоть до 3го порядка.

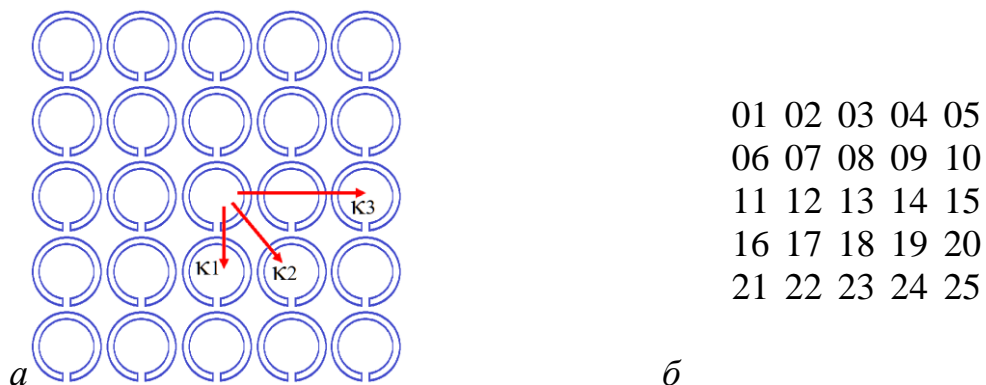


Рисунок П1_1 – (а) схематическое изображение метаповерхности из 5*5 мета-атомов с указанием коэффициентов взаимодействия между мета-атомами, при учете взаимодействия вплоть до 3го порядка; (б) порядок нумерации мета-атомов для построения матрицы импедансов.

На следующей странице приводится пример записи матрицы импедансов.

j	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25
01	Z _{0(j)}	z ₁	z ₃			z ₁	z ₂				z ₃														
02	z ₁	Z _{0(j)}	z ₁	z ₃		z ₂	z ₁	z ₂				z ₃													
03	z ₃	z ₁	Z _{0(j)}	z ₁	z ₃		z ₂	z ₁	z ₂				z ₃												
04		z ₃	z ₁	Z _{0(j)}	z ₁			z ₂	z ₁	z ₂				z ₃											
05			z ₃	z ₁	Z _{0(j)}				z ₂	z ₁					z ₃										
06	z ₁	z ₂				Z _{0(j)}	z ₁	z ₃			z ₁	z ₂				z ₃									
07	z ₂	z ₁	z ₂			z ₁	Z _{0(j)}	z ₁	z ₃		z ₂	z ₁	z ₂				z ₃								
08		z ₂	z ₁	z ₂		z ₃	z ₁	Z _{0(j)}	z ₁	z ₃		z ₂	z ₁	z ₂				z ₃							
09			z ₂	z ₁	z ₂		z ₃	z ₁	Z _{0(j)}	z ₁			z ₂	z ₁	z ₂				z ₃						
10				z ₂	z ₁			z ₃	z ₁	Z _{0(j)}				z ₂	z ₁					z ₃					
11	z ₃					z ₁	z ₂				Z _{0(j)}	z ₁	z ₃			z ₁	z ₂					z ₃			
12		z ₃				z ₂	z ₁	z ₂			z ₁	Z _{0(j)}	z ₁	z ₃		z ₂	z ₁	z ₂					z ₃		
13			z ₃				z ₂	z ₁	z ₂		z ₃	z ₁	Z _{0(j)}	z ₁	z ₃		z ₂	z ₁	z ₂				z ₃		
14				z ₃				z ₂	z ₁	z ₂		z ₃	z ₁	Z _{0(j)}	z ₁			z ₂	z ₁	z ₂				z ₃	
15					z ₃				z ₂	z ₁			z ₃	z ₁	Z _{0(j)}				z ₂	z ₁					z ₃
16						z ₃					z ₁	z ₂				Z _{0(j)}	z ₁	z ₃			z ₁	z ₂			
17							z ₃				z ₂	z ₁	z ₂			z ₁	Z _{0(j)}	z ₁	z ₃		z ₂	z ₁	z ₂		
18								z ₃				z ₂	z ₁	z ₂		z ₃	z ₁	Z _{0(j)}	z ₁	z ₃		z ₂	z ₁	z ₂	
19									z ₃				z ₂	z ₁	z ₂		z ₃	z ₁	Z _{0(j)}	z ₁			z ₂	z ₁	z ₂
20										z ₃				z ₂	z ₁			z ₃	z ₁	Z _{0(j)}				z ₂	z ₁
21											z ₃					z ₁	z ₂				Z _{0(j)}	z ₁	z ₃		
22												z ₃				z ₂	z ₁	z ₂			z ₁	Z _{0(j)}	z ₁	z ₃	
23													z ₃				z ₂	z ₁	z ₂		z ₃	z ₁	Z _{0(j)}	z ₁	z ₃
24														z ₃				z ₂	z ₁	z ₂		z ₃	z ₁	Z _{0(j)}	z ₁
25															z ₃				z ₂	z ₁			z ₃	z ₁	Z _{0(j)}

Рисунок П1_2 – Матрица импедансов при учете взаимодействия вплоть до третьего порядка:

I - ближайших соседей (1-я координационная сфера $d_1=24$ мм, $\kappa_1=-0.12$),

II - соседей по диагонали (2-я координационная сфера $d_2=34$ мм, $\kappa_2=-0.032$),

III- соседей через одного в линии (3-я координационная сфера $d_3=48$ мм, $\kappa_3=-0.032$).

Элементы матрицы на главной диагонали описывают собственный импеданс элемента с порядковым номером j : $Z_0(j) = Z_0 = R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C}$, (Рис П1_1б).

$Z_n = i\omega M_n$, где M_n – коэффициент взаимной индукции пары взаимодействующих мета-атомов, который можно рассчитать из соответствующего коэффициента взаимодействия

κ_n , n - порядок взаимодействия: $M_n = \frac{\kappa_n L}{2}$, где L – индуктивность элементов.

Пустые клетки в матрице соответствуют нулям, которые здесь не приводятся, чтобы визуально не загромождать матрицу.

Сбоку и сверху на сером фоне написаны порядковые номера мета-атомов.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Описание интерфейса программы для проведения эксперимента

The screenshot shows a software interface with several sections:

- name of directory:** A text field containing "an_vak_70_15_15_surface_background".
- VNA settings:** Fields for "f start" (40), "f stop" (72), and "Resolution" (1601), with "MHz" units.
- start position:** Fields for X (77) and Y (86) in mm, with "change start position" and "current position" buttons.
- rectangular grid:** Fields for X (15), Y (15), "interval" (24), and "relative position mm" (X: -, Y: -).
- measurement in rectangular grid:** "Start" and "Pause" buttons, and a "test" checkbox.
- current position / next position:** A table showing X and Y coordinates in mm and steps. Current X: 77, steps: 3080; Y: 86, steps: 4300. Next position is currently empty.
- comment:** A text area containing "an_vak_70_15_15_surface_background background for an_vak_65".
- Log/Status:** A text area showing configuration files and status messages: "stol2D_config_file.txt", "MC: COM3", "VNA: TCP/IP0::192.168.0.1::inst0::INSTR", "MK: OK, brink1 has come", "MK: move x=400:y=500", "MK: motion is over position x:_400_y:_500", "PC: MC position in mm x:10 y:10", "MK: move x=2680:y=3800", "MK: motion is over position x:_3080_y:_4300", "PC: MC position in mm x:77 y:86".

Рисунок П2_1 – Внешний вид пользовательского интерфейса программы, разработанной для топографирования ЭМ полей метаматериала в автоматическом режиме.

На Рисунке П2_1 приведен пользовательский интерфейс разработанной программы для управления автоматизированным стендом для топографирования ЭМ полей. В верхней части интерфейса находится поле для ввода имени директории «name of directory», в которой будут сохранены экспериментальные данные. Ниже расположена часть «VNA settings» для управления параметрами измерительного прибора. Там находятся текстовые поля для настройки частотного диапазона: начальная частота «f_start», конечная частота «f_stop» и количество точек, приходящееся на данный частотный диапазон «resolution». Соответственно, программа рассчитывает шаг по частоте. Ниже расположены поля управления позиционированием приемной антенны: «start position» позволяет выбрать начальную точку, относительно которой будет производиться перемещение приемной антенны при измерении сигналов от метаматериала. Еще ниже в «rectangular grid» задаются параметры сетки, в точках которой будут производиться измерения. Вводятся значения

количества точек «points» и шаг перемещения в миллиметрах «interval» для осей X и Y. В нижнем левом углу находятся элементы управления проведением эксперимента - кнопки «start», «pause» и «checkbox «test» для включения тестового режима, в котором производится перемещение антенны без измерений для предварительного контроля положения метаповерхности.

В верхнем правом углу отображается текущая позиция, в которой расположена приемная антенна «current position». Нажатие кнопки «Move to» совершает перемещение относительного текущего положения антенны на расстояние, которое задается в полях выше.

В текстовом поле «comment» записывается комментарий, который добавляется в создаваемый файл с экспериментальными данными (Рис.П2_2) после даты и времени. За пользовательским комментарием идет часть комментария, генерируемая программой. Далее следует строка, являющаяся заглавием столбцов с данными, после которой непосредственно записываются данные. В файл с расширением txt записывается частота, амплитуда и фаза измеряемого сигнала.

```

1 27.04.2018 19:54:40
2 an_vak_70_15_15_surface_background
3 background for an_vak_65
4 Local excitation at the centre of structure
5 40-72 MHz, 1601 points, start position X0=77 Y0=86
6 Xstep=24mm 15 points, Ystep=24.14mm 15 points
7 measure at the centres, 2 mm above the pipe,
8 14-15 mm between antennas loops ( this is true for an_vak_64-69 )
9 VNA settings: f_start= 40 f_stop= 72 resolution= 1601
10 grid properties: point x= 15 y= 15 interval_mm x= 24 y= 24,14
11 now point(9; 7)
12
13 frequency mlinear phase
14 40000000, 3.76486E-05, 3.357296845E+01
15 40020000, 2.63891E-05, -7.994639650E+01
16 40040000, 6.35152E-05, 6.211106390E+01
17 40060000, 7.81298E-05, 9.669992991E+01
18 40080000, 1.603795E-04, -1.240502919E+02
19 40100000, 1.158342E-04, -1.081304252E+02
20 40120000, 1.81978E-05, -1.090996684E+02
21 40140000, 1.132599E-04, 4.516516693E+01
22 40160000, 1.185372E-04, 1.141178893E+02
23 40180000, 1.216461E-04, 5.624023107E+01
24 40200000, 8.02860E-05, 1.525541043E+02
25 40220000, 1.019969E-04, 5.832547991E+01
26 40240000, 6.49710E-05, 1.301891712E+02
27 40260000, 7.93171E-05, -7.181677323E+01
28 40280000, 6.43954E-05, -9.944180761E+01
29 40300000, 1.353773E-04, -7.298054316E+01

```

Рисунок П2_2 – Пример файла с экспериментальными данными, длина файла составляет 1614 строк. Приведены первые 29, содержащие комментарий, заглавие столбцов с данными и начало данных.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Технические характеристики анализатора спектра Agilent Technologies FieldFox N9923A

Основная часть экспериментальной работы была выполнена на измерительной установке, построенной на базе векторного анализатора цепей Agilent (Keysight) Technologies FieldFox N9923A, позволяющей в автоматическом режиме проводить двумерное сканирование поверхности с микронным разрешением. Технические характеристики анализатора спектра приведены в Таблице ПЗ, а его внешний вид показан на Рисунке 18 (слева) на стр.32.

Таблица ПЗ. Технические характеристики анализатора спектра
Agilent Technologies FieldFox N9923A

Максимальная частота	4 или 6 ГГц
Начальная частота (анализатор АФУ / ВАЦ)	2 МГц
Динамический диапазон	100 дБ
Выходная мощность	5 дБм
Зашумленность графика	0,01 дБ СКЗ
Количество встроенных портов	2 порта
Максимальная скорость (201 точка, 1 развертка)	240 мс
Тип прибора	Векторный анализатор цепей
Приложения	<ul style="list-style-type: none"> • Измерение S-параметров • Измерение расстояния до неоднородности • Балансировка кабелей • Обратные потери • Вносимые потери / Коэфф. Усиления • Power Measurements
Компоненты	<ul style="list-style-type: none"> • Кабели • Антенны • Усилители • Фильтры • Устройства кабельного ТВ, 75 Ом
Дополнительные возможности, связанные с АФУ/ВАЦ	<ul style="list-style-type: none"> • QuickCal (сокращенный вариант) • Векторный вольтметр • Измерение S-параметров смешанного режима
Дополнительные функции анализатора сигналов	Встроенный измеритель мощности

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

Ниже приведён код программы, написанной в пакете MatLab, для аналитического расчёта отклика метаповерхности (заданных размеров) и расчёта распределения локальной проницаемости метаматериала в заданном диапазоне частот для локального возбуждения или возбуждения однородным полем при учете взаимодействия между мета-атомами вплоть до третьего порядка.

```
%-----  
%-----  
% Аналитический расчёт токов и локальной проницаемости  
%-----  
%-----  
  
%clear all  
% число шагов по частоте  
freq_amount_of_steps = 1601;  
  
%размер структуры ( количество элементов )  
x_len = 7;  
y_len = 7;  
amount_of_ell = x_len * y_len;  
  
% способ возбуждения  
H = zeros(amount_of_ell,1);  
%H(1) = 1; % локальное возбуждение в углу  
%H(round(amount_of_ell/2)) = 1; % локальное возбуждение в центре  
H = ones(amount_of_ell,1); % однородное возбуждение  
  
%предварительная инициализация массивов  
frequencies = zeros(freq_amount_of_steps,1);  
MU_signal_model = zeros(x_len, y_len, freq_amount_of_steps);  
MU = zeros(amount_of_ell,1);  
Signal_model = zeros(x_len, y_len, freq_amount_of_steps);  
  
% резонансная частота и частотный диапазон  
freq0 = 50.85*10^6;  
freq = 40*10^6;  
start_freq = freq;  
delta_freq = 0.02*10^6;  
  
omega0 = 2*pi*freq0;  
  
% емкость, сопротивление, коэфф. взаимодействия и взаимная индукция  
C = (340*10^(-12)) ;  
R = 0.065;  
kappa1 = -0.12; % (первая координационная сфера)  
kappa2 = -0.032; % (вторая координационная сфера)  
kappa3 = -0.01; % (третья координационная сфера)
```

```

M1 = kappa1/(2*C*omega0^2);
M2 = kappa2/(2*C*omega0^2);
M3 = kappa3/(2*C*omega0^2);

% радиус элемента, площадь элемента, высота,
% отношение площадей элементарной ячейки и элемента
radius_of_elem = 11.5*10^(-3);
S_elem = pi*radius_of_elem^2;
S_unit_cell = ( 24*10^(-3) )^2;
h_elem=5*10^(-3);
fill_factor = S_elem/S_unit_cell;

%константа
mu0=4*pi*10^(-7);

for kk=1:1:freq_amount_of_steps
    kk
    freq = start_freq + delta_freq*(kk-1);
    omega= 2*pi*freq;
    Z0=sqrt(-1)*((omega/omega0)^2-1)/(omega*C)+R;
    D1=omega*M1*sqrt(-1);
    D2=omega*M2*sqrt(-1);
    D3=omega*M3*sqrt(-1);

    % заполнение матрицы импедансов для частоты freq
    Z=zeros(amount_of_ell,amount_of_ell);
    for n=1:amount_of_ell
        Z(n,n) = Z0; % собственный импеданс

        % (первая координационная сфера)
        if( rem(n,x_len)~=0 )
            Z(n+1, n)=D1; % взаимный импеданс с
            Z(n, n+1)=D1; % ближайшим справа элементом
        end
        if( n <= (amount_of_ell- x_len) )
            Z( n+ x_len, n ) = D1; % взаимный импеданс с
            Z( n, n+ x_len ) = D1; % ближайшим снизу элементом
        end

        % (вторая координационная сфера)
        if( (rem(n,x_len)~=0)&&(n <= (amount_of_ell- x_len)) )
            Z( n+ x_len + 1, n)=D2; % взаимный импеданс с
            Z( n, n+ x_len + 1)=D2; % элементом по диагонали справа
        end
        if( (rem(n,x_len)~=1)&&(n <= (amount_of_ell- x_len)) )
            Z( n+ x_len - 1, n)=D2; % взаимный импеданс с
            Z( n, n+ x_len - 1)=D2; % элементом по диагонали слева
        end

        % (третья координационная сфера)
        if( (rem(n,x_len)~=(x_len-1)) && (rem(n,x_len)~=0) )
            Z(n+2, n)=D3; % взаимный импеданс с элементом
            Z(n, n+2)=D3; % через одного справа
        end
        if( n <= (amount of ell- x len*2) )
            Z( n+ x_len*2, n ) = D3; % взаимный импеданс с элементом
            Z( n, n+ x_len*2 ) = D3; % через одного снизу
        end
    end
end

```



```

        end
    end

    V = H* ((-1)*sqrt(-1)*omega*mu0*S_elem);
    I=(Z^(-1))* V;
    MU=1+I./H*fill_factor/h_elem;

    frequencies(kk)= freq/10^6;
    for y=1:y_len
        for x=1:x_len
            MU_signal_model(x,y,kk)=MU(x+(y-1)*x_len);
            Signal_model(x,y,kk)=I(x+(y-1)*x_len);
        end
    end

end

end

%%
mysignal_MU(:) = MU_signal_model(4,4,:);
title_text = '7x7 центральное возбуждение, мю моделирование';
freq_interval = [min(frequencies) max(frequencies)];

%%
figure;
plot(frequencies, real(mysignal_MU), 'k', ...
     'DisplayName', ' real \mu');
hold on;
grid on;
title(title_text, 'FontSize', 11);
xlabel('частота \omega, МГц');
xlim(freq_interval);
legend('show');

%%
figure;
plot(frequencies, imag(mysignal_MU), 'k', ...
     'DisplayName', ' imag \mu');
hold on;
grid on;
title(title_text, 'FontSize', 11);
xlabel('частота \omega, МГц');
xlim(freq_interval);
legend('show');

%%
figure;
plot(frequencies, abs(mysignal_MU), 'k', ...
     'DisplayName', ' abs \mu');
hold on;
grid on;
title(title_text, 'FontSize', 11);
xlabel('частота \omega, МГц');
xlim(freq_interval);
legend('show');

```

ПРИЛОЖЕНИЕ 5

Влияние окружения возбужденного мета-атома на его магнитную проницаемость. Результаты для метаповерхностей 7*7, 9*9, 11*11 и 15*15 при локальном возбуждении в центре.

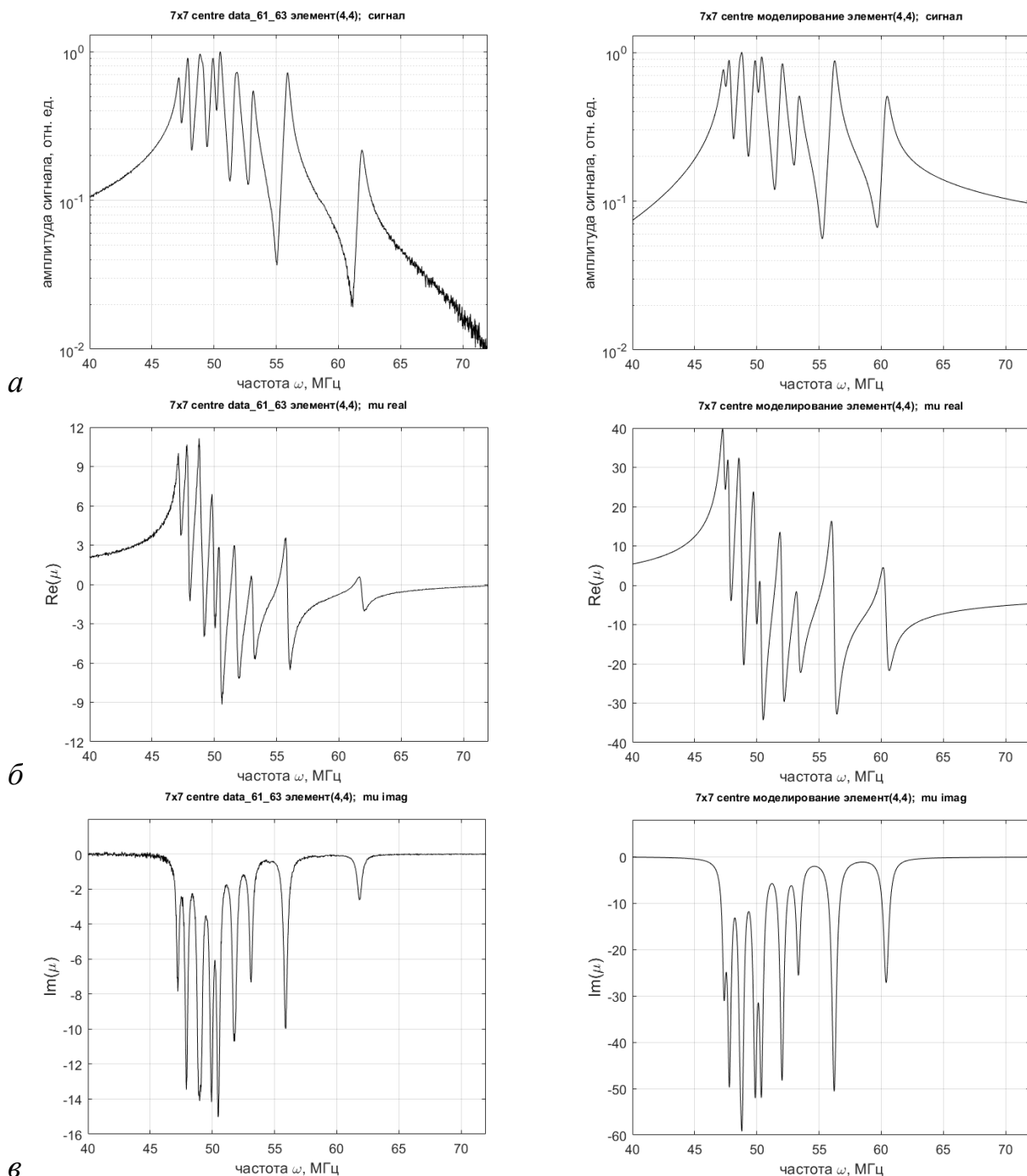


Рисунок П5_1 –Частотные зависимости сигнала (а) и магнитной проницаемости μ ($Re\mu$ – (б) и $Im(\mu)$ – (в)) центрального элемента квадратной метаповерхности 7*7 мета-атомов, при локальном возбуждении. Слева – эксперимент. Справа моделирование с учетом взаимодействия соседей вплоть до третьего порядка (б). Резонансная частота элементов $\omega_0=50.83$ МГц. Расстояние между краями ближайших элементов 1 мм, коэффициенты взаимодействия $\kappa_1=-0.12$, $\kappa_2=-0.03$, $\kappa_3=-0.01$.

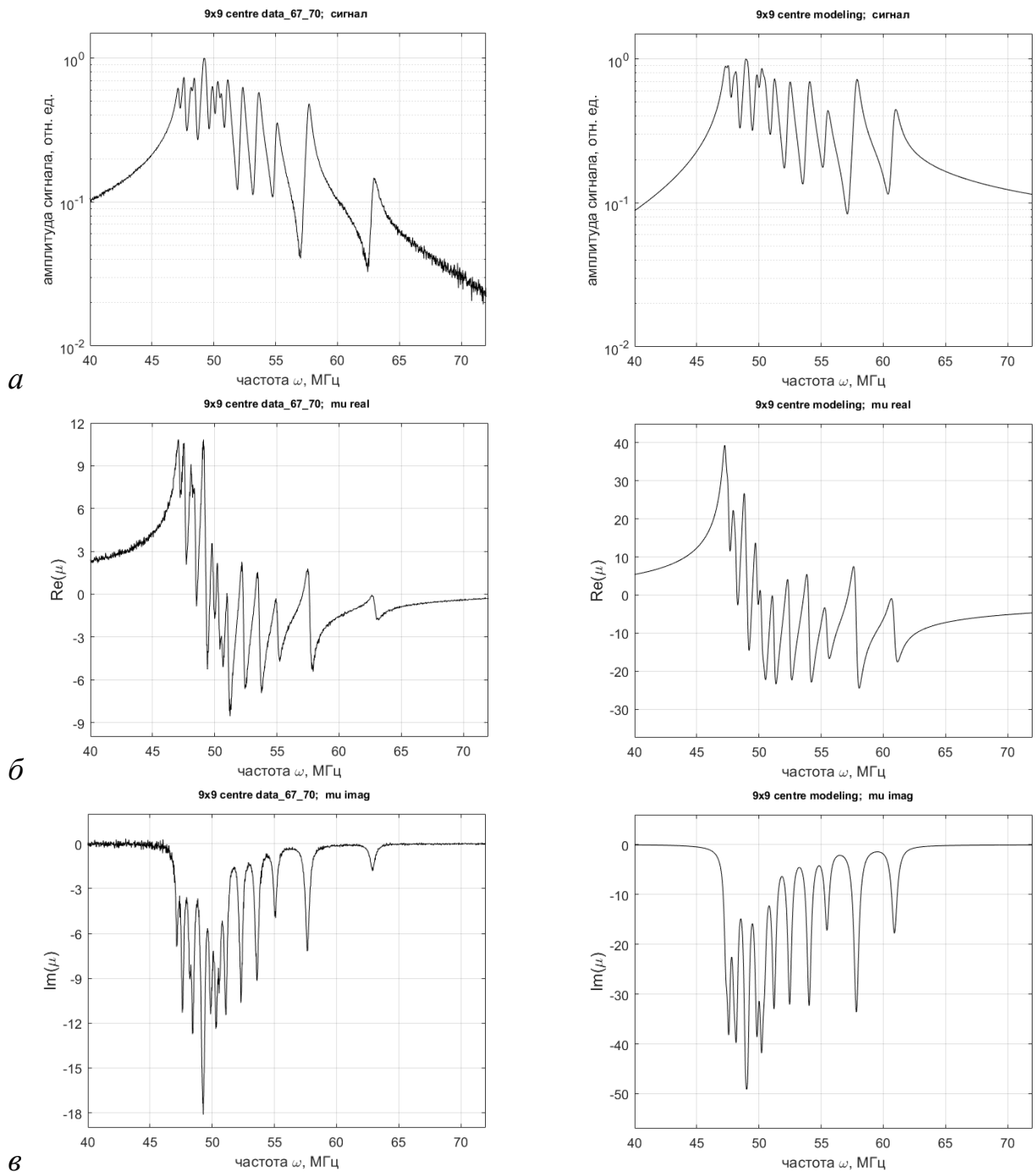
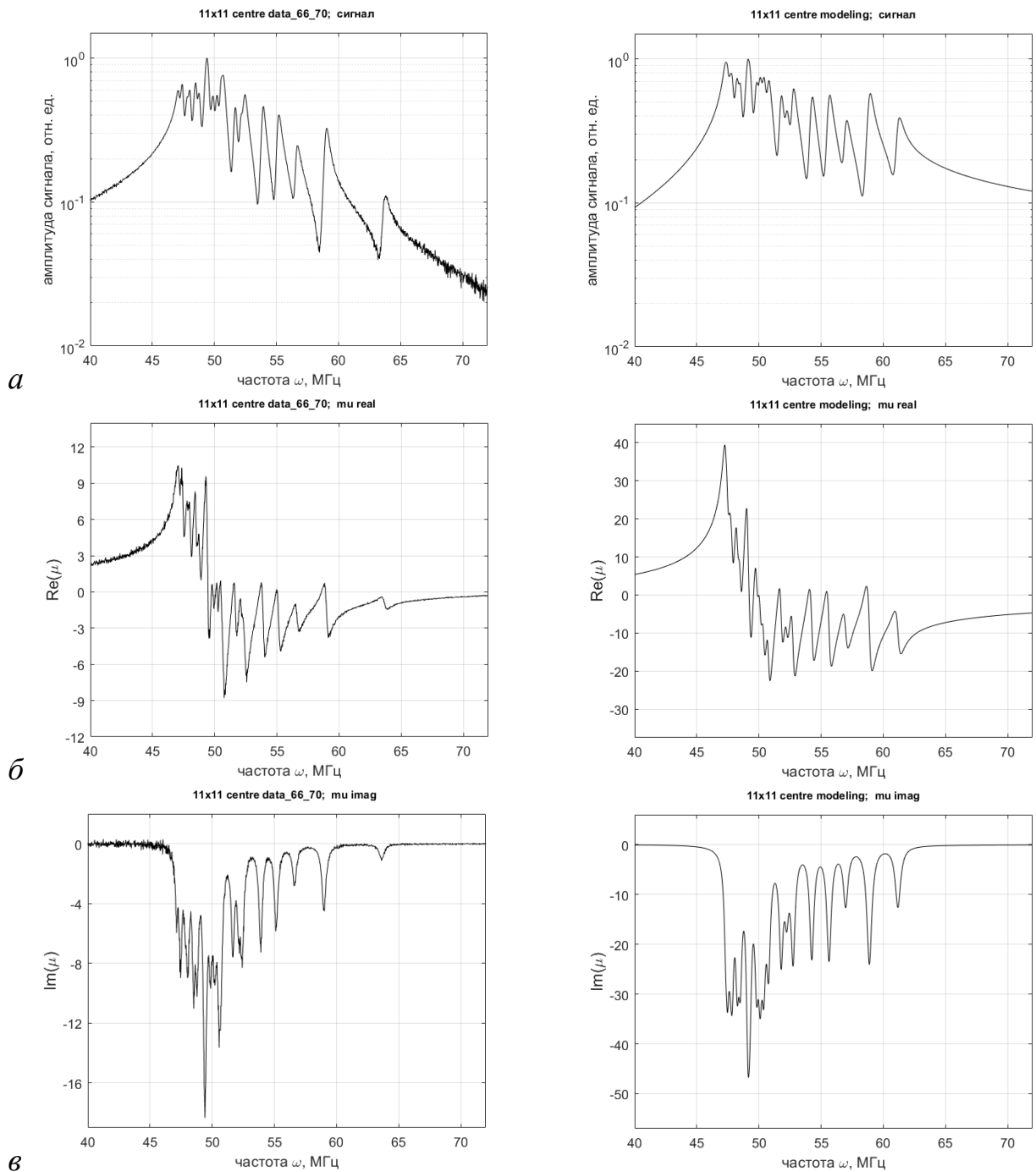


Рисунок П5_2 –Частотные зависимости сигнала (а) и магнитной проницаемости μ ($Re\mu$ – (б) и $Im(\mu)$ – (в)) центрального элемента квадратной метаповерхности 9*9 мета-атомов, при локальном возбуждении. Слева – эксперимент. Справа моделирование с учетом взаимодействия соседей вплоть до третьего порядка (б). Резонансная частота элементов $\omega_0=50.83$ МГц. Расстояние между краями ближайших элементов 1 мм, коэффициенты взаимодействия $\kappa_1=-0.12$, $\kappa_2=-0.03$, $\kappa_3=-0.01$.



в Рисунок П5_3—Частотные зависимости сигнала (а) и магнитной проницаемости μ ($Re\mu$ – (б) и $Im(\mu)$ – (в)) центрального элемента квадратной метаповерхности 11*11 мета-атомов, при локальном возбуждении. Слева – эксперимент. Справа моделирование с учетом взаимодействия соседей вплоть до третьего порядка (б). Резонансная частота элементов $\omega_0=50.83$ МГц. Расстояние между краями ближайших элементов 1 мм, коэффициенты взаимодействия $\kappa_1=-0.12$, $\kappa_2=-0.03$, $\kappa_3=-0.01$.

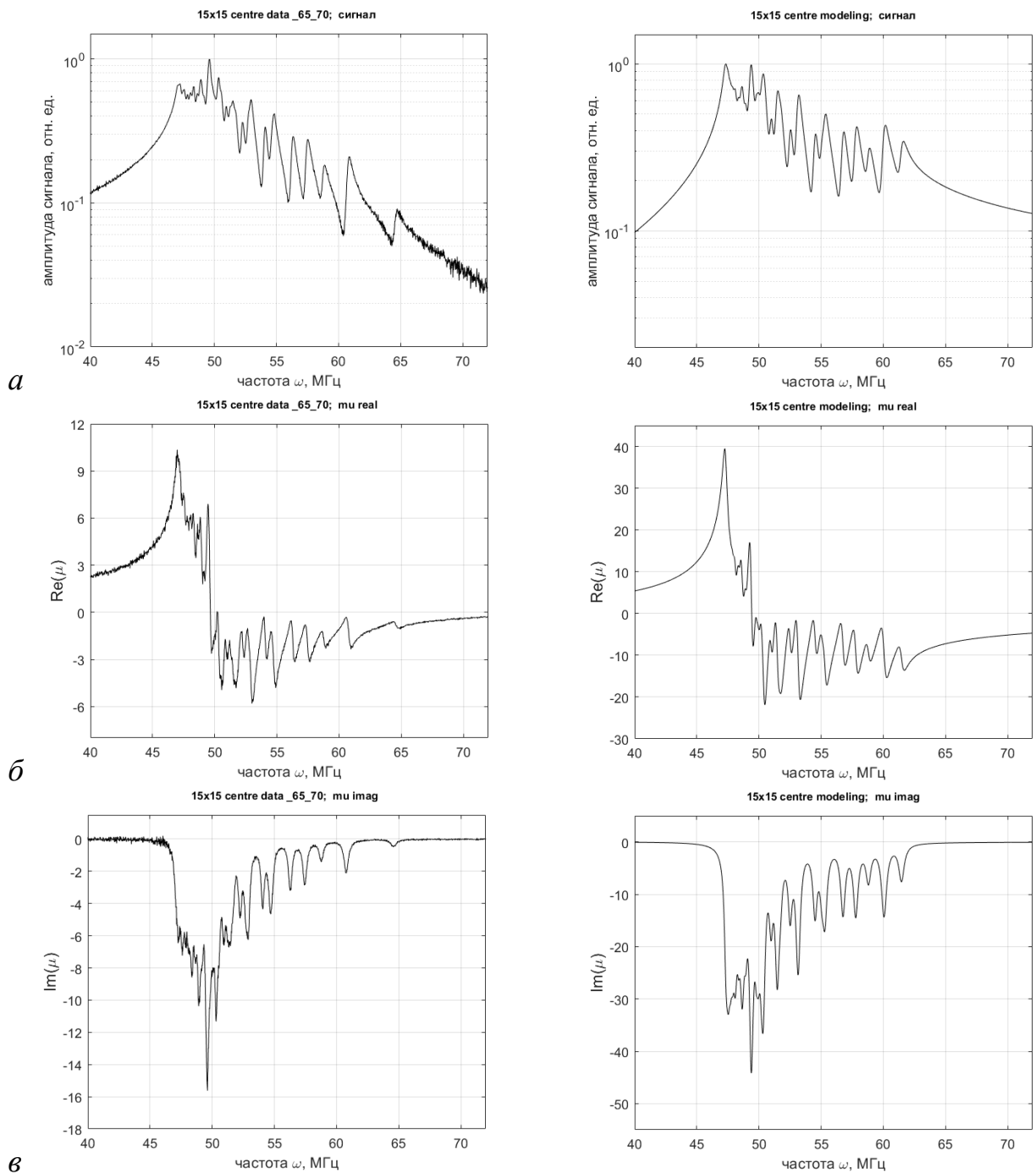


Рисунок П5_4 – Частотные зависимости сигнала (а) и магнитной проницаемости μ ($Re\mu$ – (б) и $Im(\mu)$ – (в)) центрального элемента квадратной метаповерхности 15×15 мета-атомов, при локальном возбуждении. Слева – эксперимент. Справа моделирование с учетом взаимодействия соседей вплоть до третьего порядка (б). Резонансная частота элементов $\omega_0 = 50.83$ МГц. Расстояние между краями ближайших элементов 1 мм, коэффициенты взаимодействия $\kappa_1 = -0.12$, $\kappa_2 = -0.03$, $\kappa_3 = -0.01$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 6

Код программы, написанной в пакете MatLab, для фильтрации сигналов (Рис.38 - 39), полученных при измерении слабого сигнала при топографировании поля рамочной антенны (Рис.25б,в Рис.37) в отсутствии метаматериала.

```
filter_1 = designfilt('lowpassiir','FilterOrder',12, ...
    'HalfPowerFrequency',0.15,'DesignMethod','butter');
filter_2 = designfilt('lowpassiir','FilterOrder',6, ...
    'HalfPowerFrequency',0.007,'DesignMethod','butter');
mysignal_back_59_filter1 = (1+1i)*zeros(7,7,1601);
mysignal_back_59_filter2 = (1+1i)*zeros(7,7,1601);
norm_val_for_back = max(max(max( mysignal_58 )));

for x_ell = 1:7
    for y_ell = 1:7

        mysignal_back_( :) = mysignal_back_59(x_ell,y_ell,:) ...
            /norm_val_for_back;
        myphase_back_( :) = myphase_back_59(x_ell,y_ell,:);
        complex_signal_back_ = mysignal_back_.* ...
            ( cosd(myphase_back_) + 1i*sind(myphase_back_) );

        re_x = real(complex_signal_back_);
        re_y1 = filtfilt(filter_1,re_x);
        re_y2 = filtfilt(filter_2,re_x);

        im_x = imag(complex_signal_back_);
        im_y1 = filtfilt(filter_1,im_x);
        im_y2 = filtfilt(filter_2,im_x);

        y1 = re_y1 +sqrt(-1)*im_y1;
        y2 = re_y2 +sqrt(-1)*im_y2;
        mysignal_back_59_filter1(x_ell,y_ell,:) = y1;
        mysignal_back_59_filter2(x_ell,y_ell,:) = y2;

    end
end
```

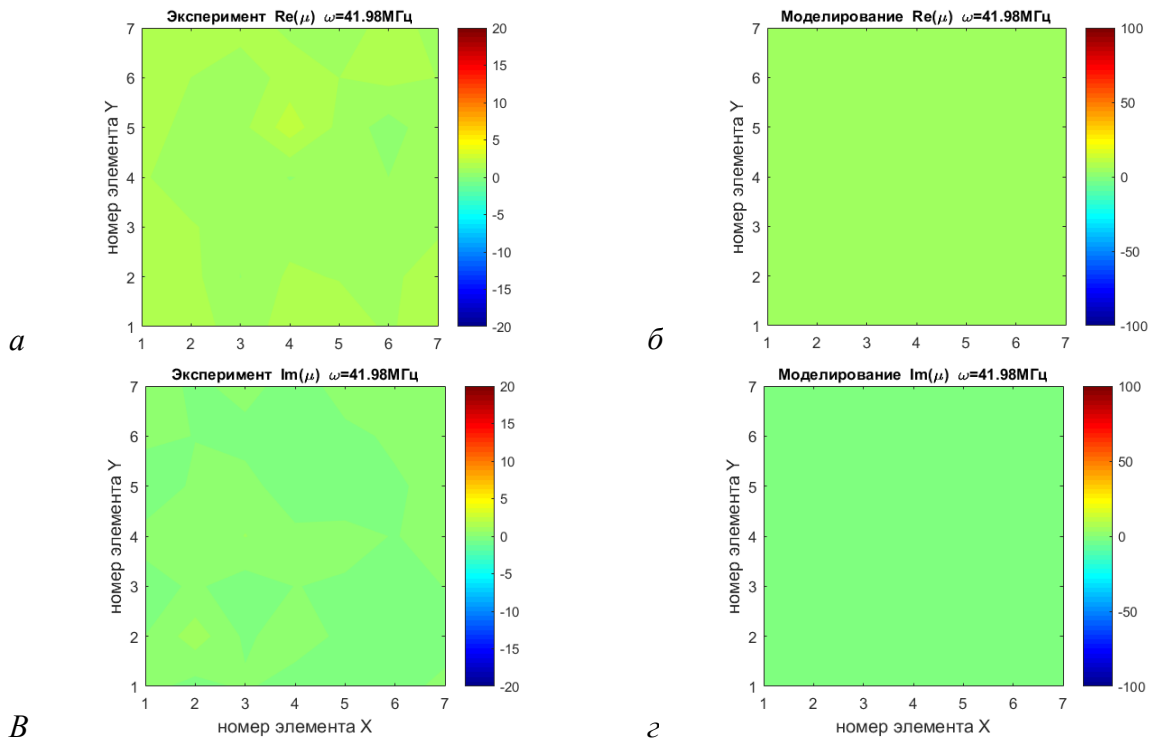
ПРИЛОЖЕНИЕ 7

Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности

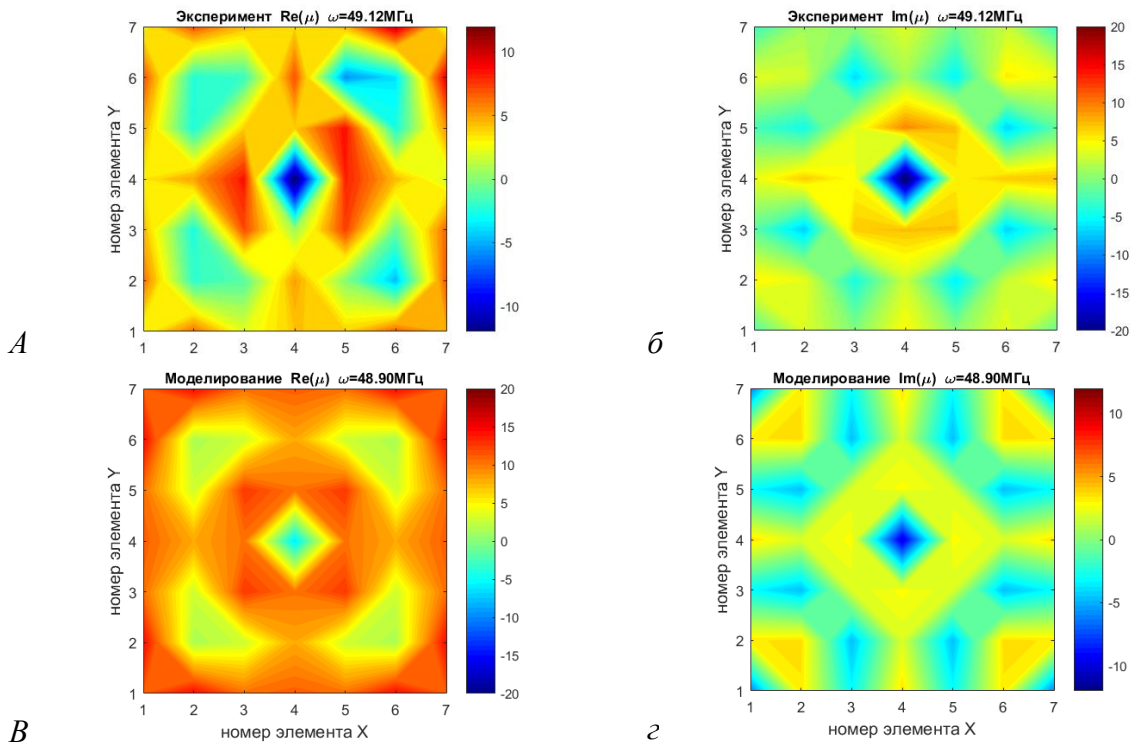
В Приложении 7 приведены значения реальной и мнимой частей локальной магнитной проницаемости $\text{Re}(\mu)$ и $\text{Im}(\mu)$, определенных экспериментально и в результате моделирования в пакете MatLab по модели расчета магнитоиндуктивных волн с учетом взаимодействия мета-атомов вплоть до 3 порядка. Данные приведены для отдельных частот, которые показаны в Таблице П7. Наибольшее отклонение в частотах аналогичных мод наблюдается в районе 60 МГц, также как и на частотной зависимости $\mu_{\text{лок}}$ центрального мета-атома при возбуждении однородным полем (Рис.41 стр.52))

Таблица П7. Значения экспериментальной частоты $\omega_{\text{эксп}}$ и частоты, полученной при моделировании, $\omega_{\text{мод}}$, для аналогичных мод распределения локальной проницаемости, и относительная разница частот в %.

N МОДЫ	$\omega_{\text{эксп}}$, МГц	$\omega_{\text{мод}}$, МГц	$\Delta\omega$, %
1	41.98	41.98	0.00
2	49.12	48.90	0.45
3	49.76	49.76	0.00
4	50.02	49.96	0.12
5	50.34	50.26	0.16
6	50.52	50.54	0.04
7	51.36	51.80	0.86
8	51.86	52.10	0.46
9	52.94	53.22	0.53
10	53.10	53.48	0.72
11	55.70	56.02	0.57
12	55.94	56.30	0.64
13	61.80	60.16	2.65
14	62.14	60.46	2.70
15	62.30	60.62	2.70
16	69.98	69.98	0.00



В
 Рисунок П7_1 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7*7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ (а) и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $\text{Re}(\mu)$ (в) и $\text{Im}(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{\text{эксн}}=41.98\text{МГц}$, $\omega_{\text{мод}}=41.98\text{МГц}$, $\omega_0=50.83\pm 0.07\text{МГц}$.



В
 Рисунок П7_2 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7*7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ (а) и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $\text{Re}(\mu)$ (в) и $\text{Im}(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{\text{эксн}}=49.12\text{МГц}$, $\omega_{\text{мод}}=48.90\text{МГц}$, $\omega_0=50.83\pm 0.07\text{МГц}$.

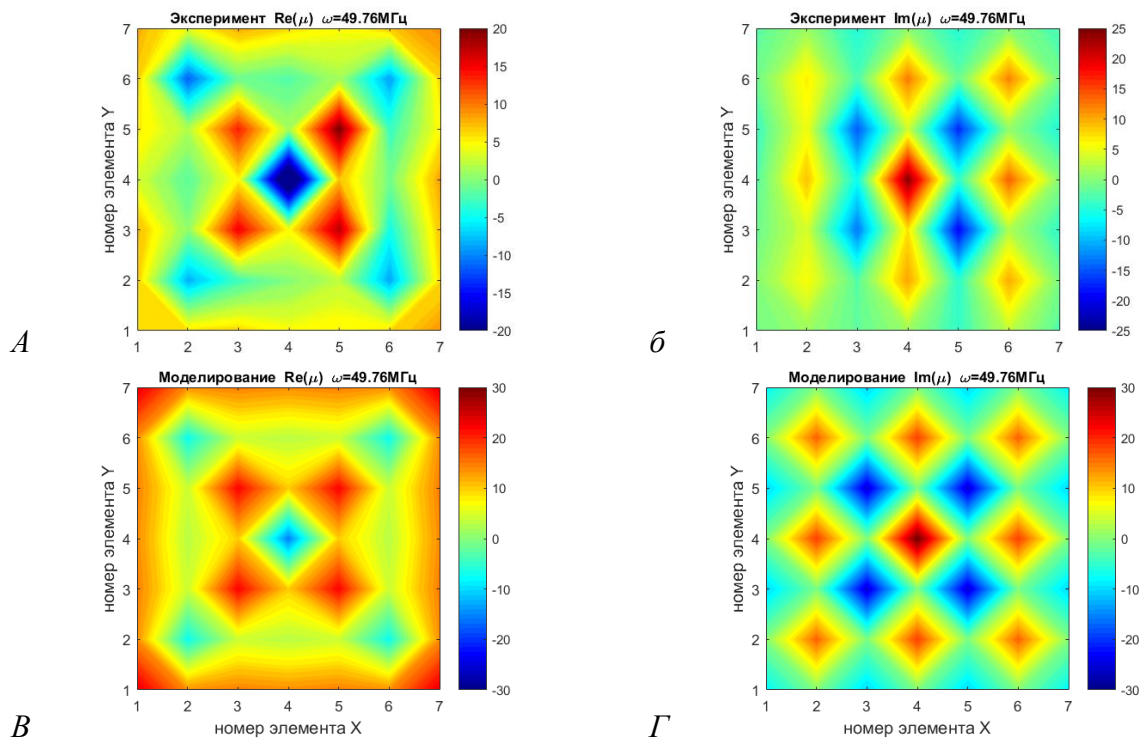


Рисунок П7_3 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7*7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ (а) и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $\text{Re}(\mu)$ (в) и $\text{Im}(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{\text{эксн}}=49.76\text{МГц}$, $\omega_{\text{мод}}=49.76\text{МГц}$, $\omega_0=50.83\pm 0.07\text{МГц}$.

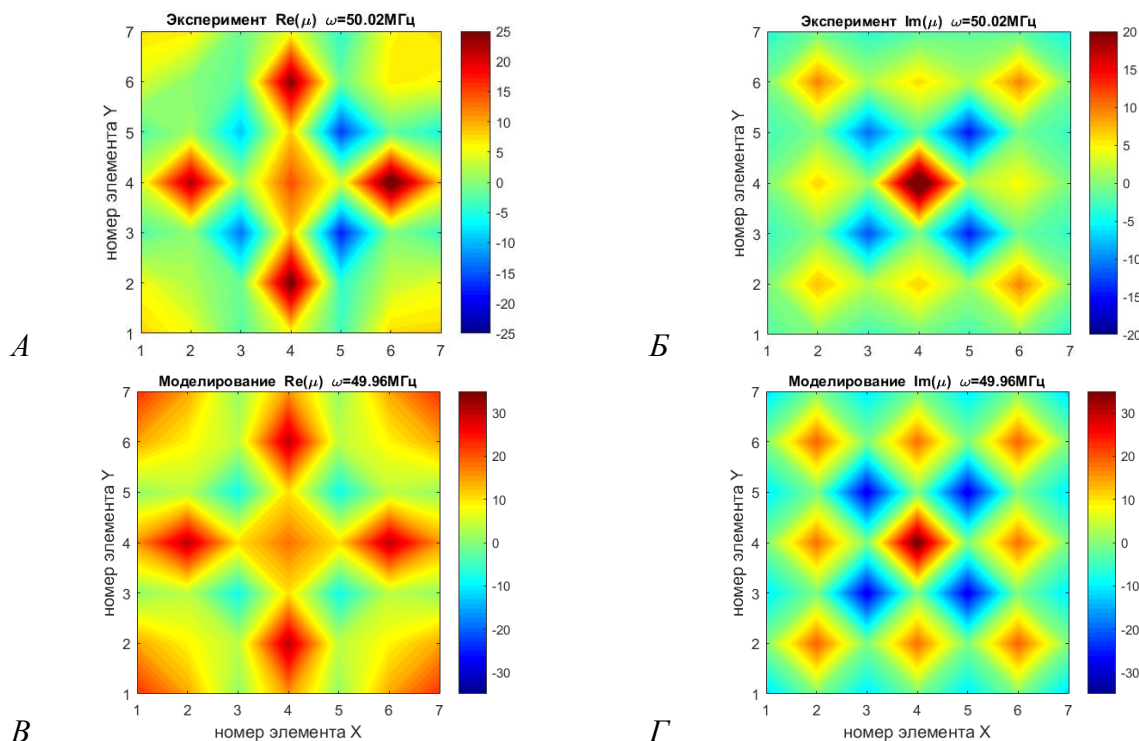


Рисунок П7_4 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7*7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ (а) и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $\text{Re}(\mu)$ (в) и $\text{Im}(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{\text{эксн}}=50.02\text{МГц}$, $\omega_{\text{мод}}=49.96\text{МГц}$, $\omega_0=50.83\pm 0.07\text{МГц}$.

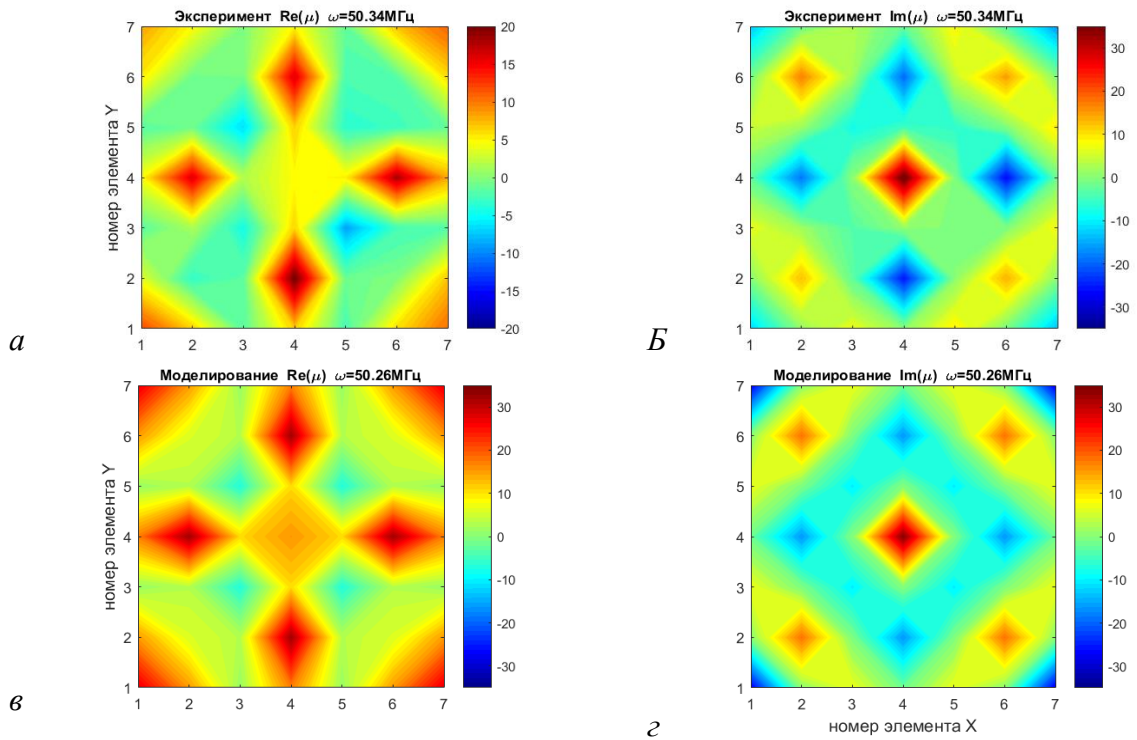


Рисунок П7_5 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7*7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ (а) и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $\text{Re}(\mu)$ (в) и $\text{Im}(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{\text{эксн}}=50.34\text{МГц}$, $\omega_{\text{мод}}=50.26\text{МГц}$, $\omega_0=50.83\pm 0.07\text{МГц}$.

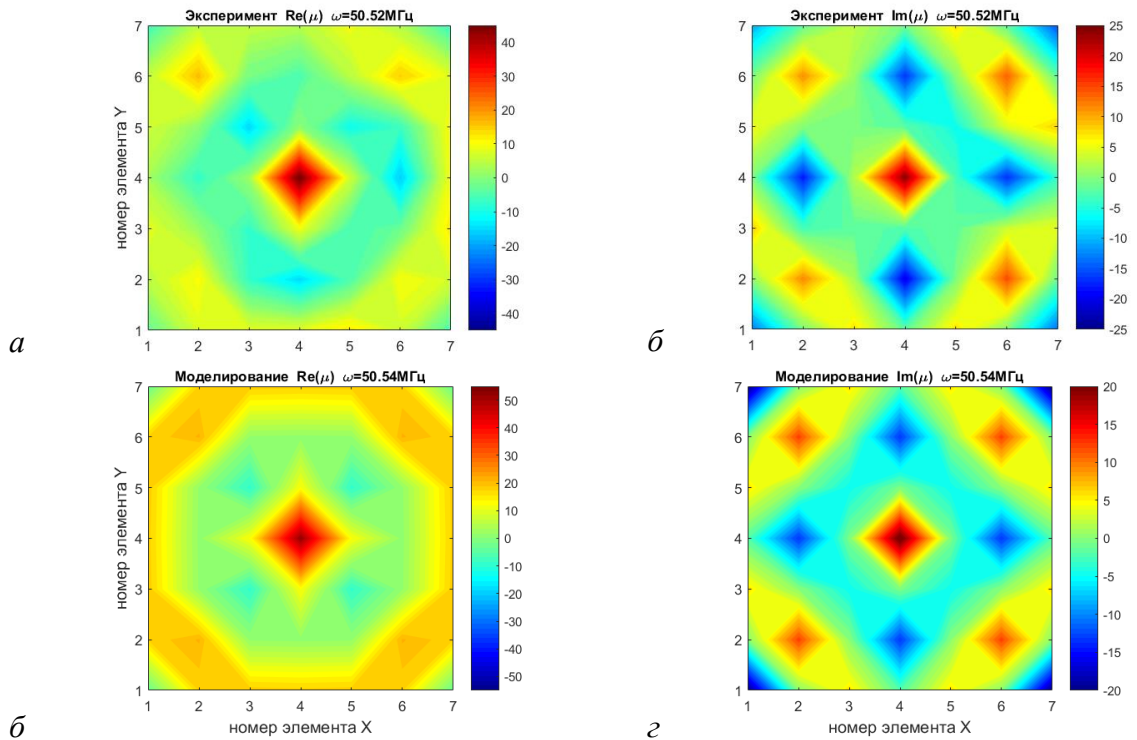


Рисунок П7_6 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7*7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ (а) и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $\text{Re}(\mu)$ (в) и $\text{Im}(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{\text{эксн}}=50.52\text{МГц}$, $\omega_{\text{мод}}=50.54\text{МГц}$, $\omega_0=50.83\pm 0.07\text{МГц}$.

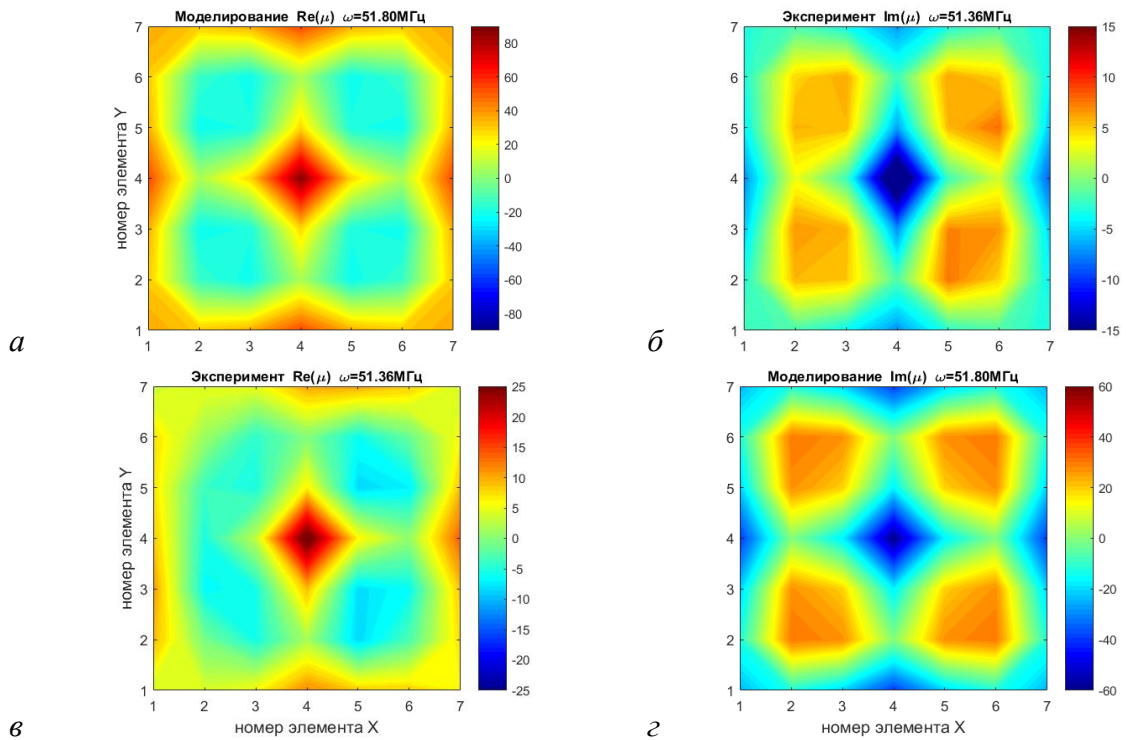


Рисунок П7_7 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7*7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ (а) и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $\text{Re}(\mu)$ (в) и $\text{Im}(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{\text{эксн}}=51.36\text{МГц}$, $\omega_{\text{мод}}=51.80\text{МГц}$, $\omega_0=50.83\pm 0.07\text{МГц}$.

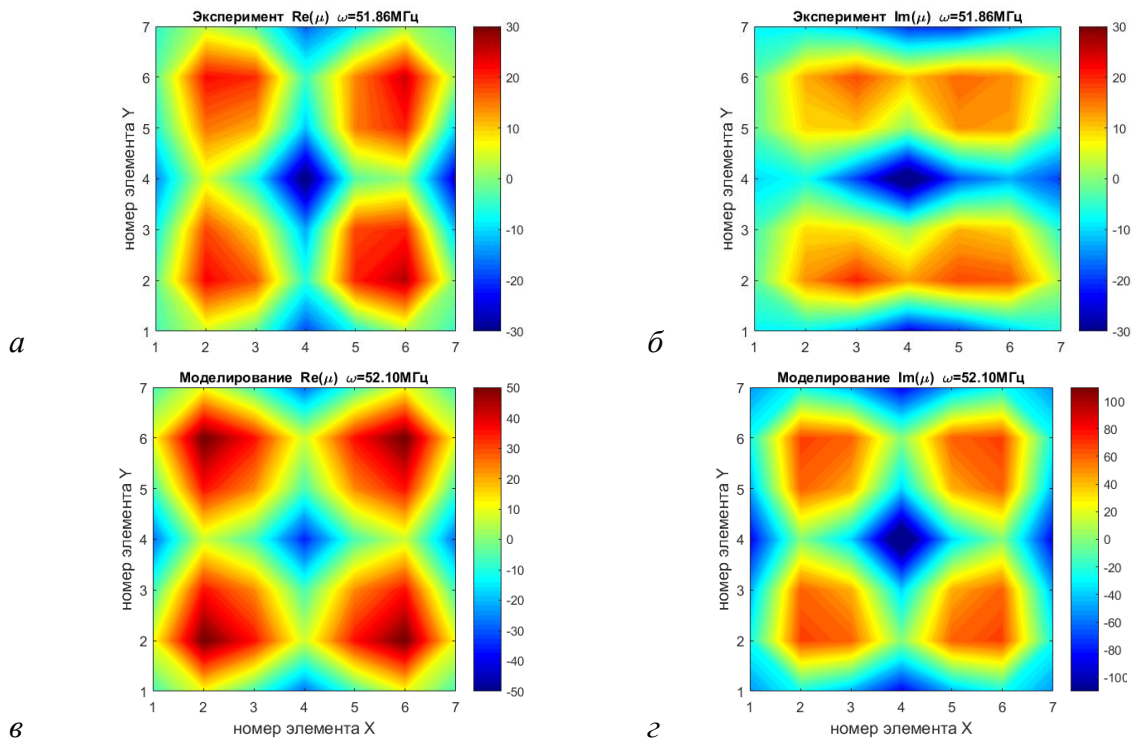


Рисунок П7_8 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7*7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ (а) и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $\text{Re}(\mu)$ (в) и $\text{Im}(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{\text{эксн}}=51.86\text{МГц}$, $\omega_{\text{мод}}=52.10\text{МГц}$, $\omega_0=50.83\pm 0.07\text{МГц}$.

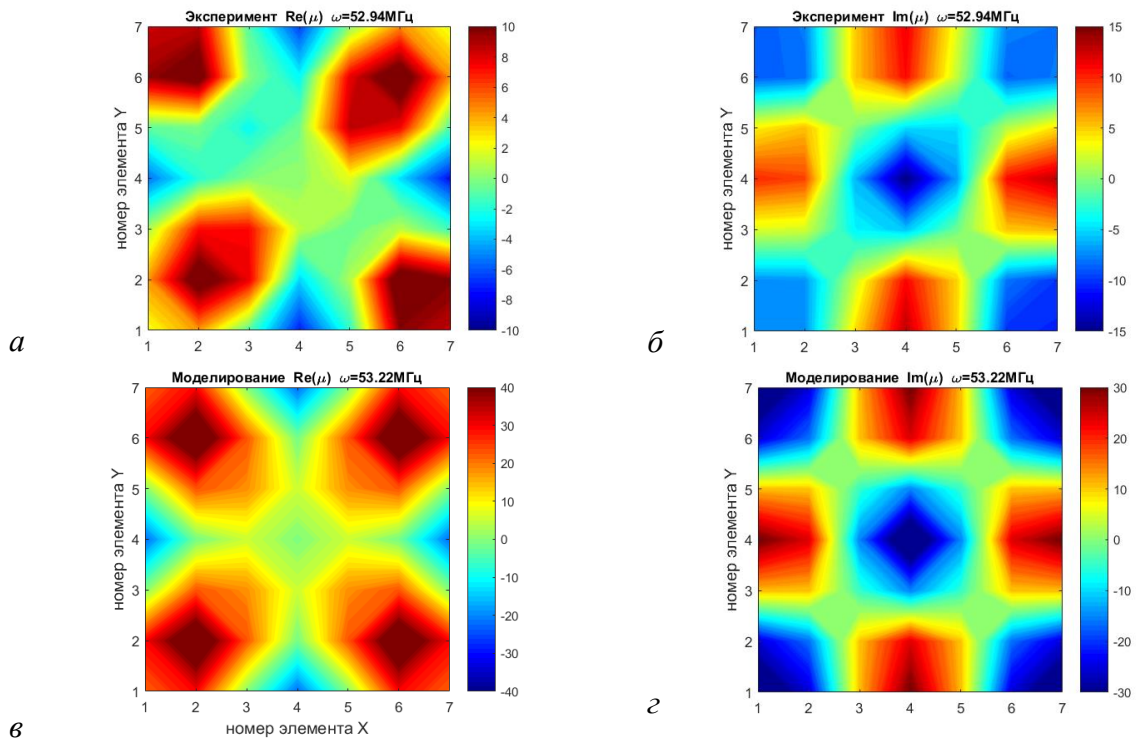


Рисунок П7_9 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7×7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ (а) и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $\text{Re}(\mu)$ (в) и $\text{Im}(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{\text{эксн}}=52.94\text{МГц}$, $\omega_{\text{мод}}=53.22\text{МГц}$, $\omega_0=50.83 \pm 0.07\text{МГц}$.

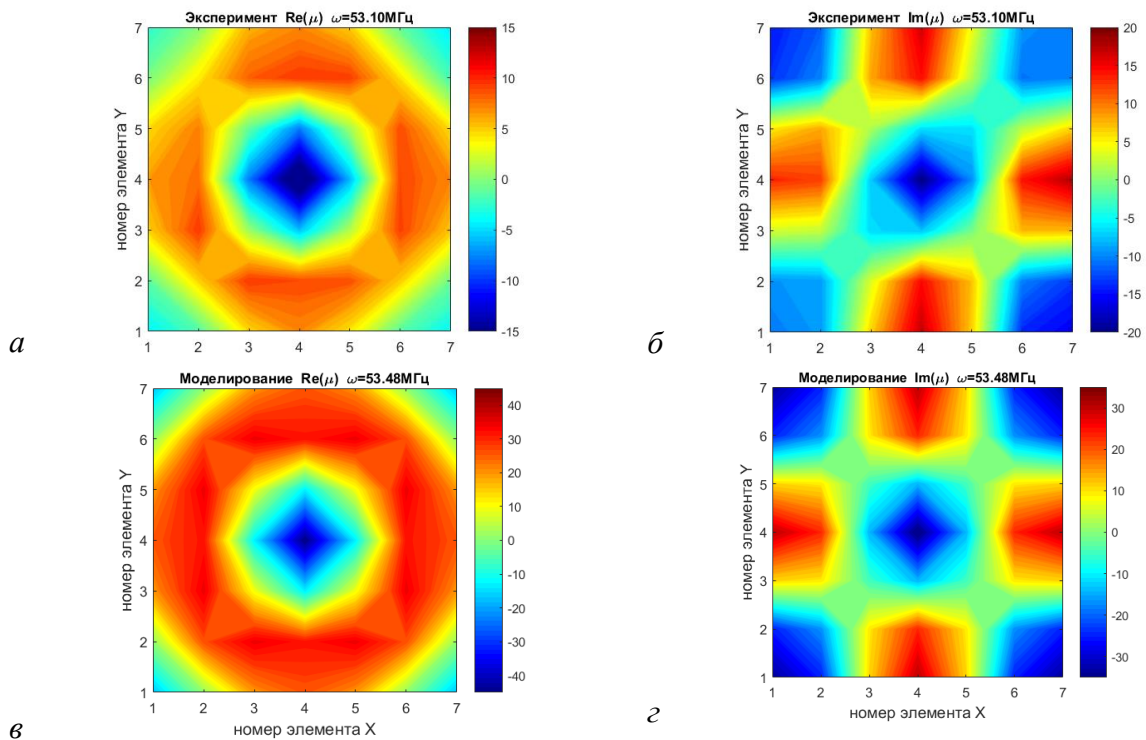


Рисунок П7_10 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7×7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ (а) и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $\text{Re}(\mu)$ (в) и $\text{Im}(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{\text{эксн}}=53.10\text{МГц}$, $\omega_{\text{мод}}=53.48\text{МГц}$, $\omega_0=50.83 \pm 0.07\text{МГц}$.

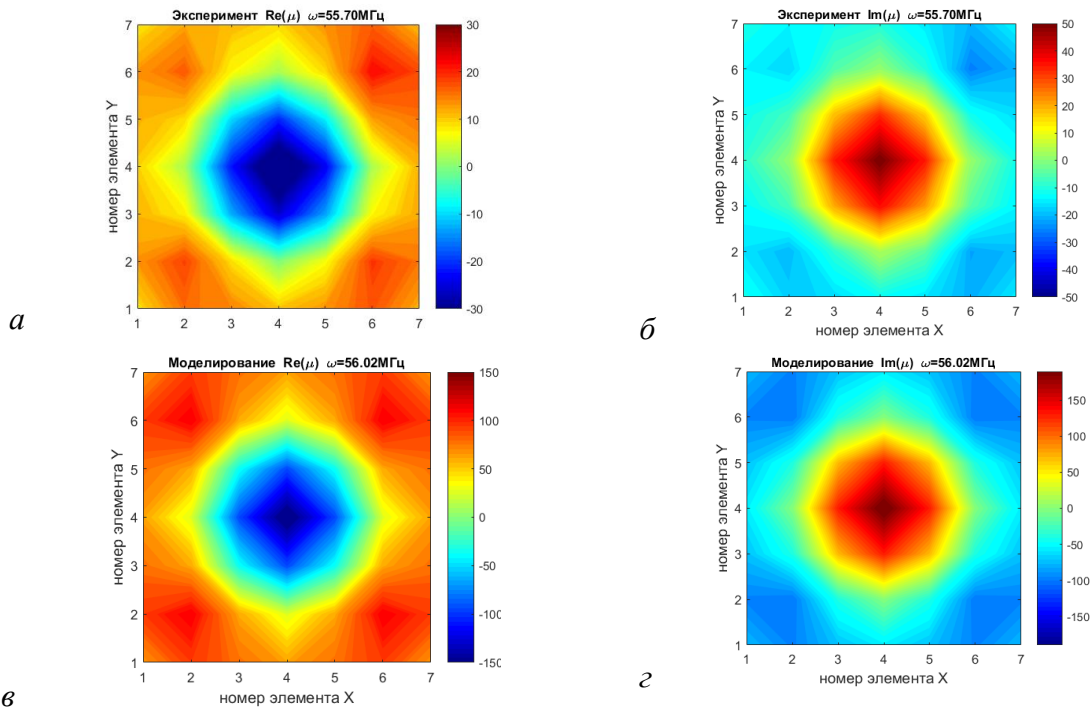


Рисунок П7_11 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7*7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ (а) и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $\text{Re}(\mu)$ (в) и $\text{Im}(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{\text{эксн}}=55.70\text{МГц}$, $\omega_{\text{мод}}=56.02\text{МГц}$, $\omega_0=50.83\pm 0.07\text{МГц}$.

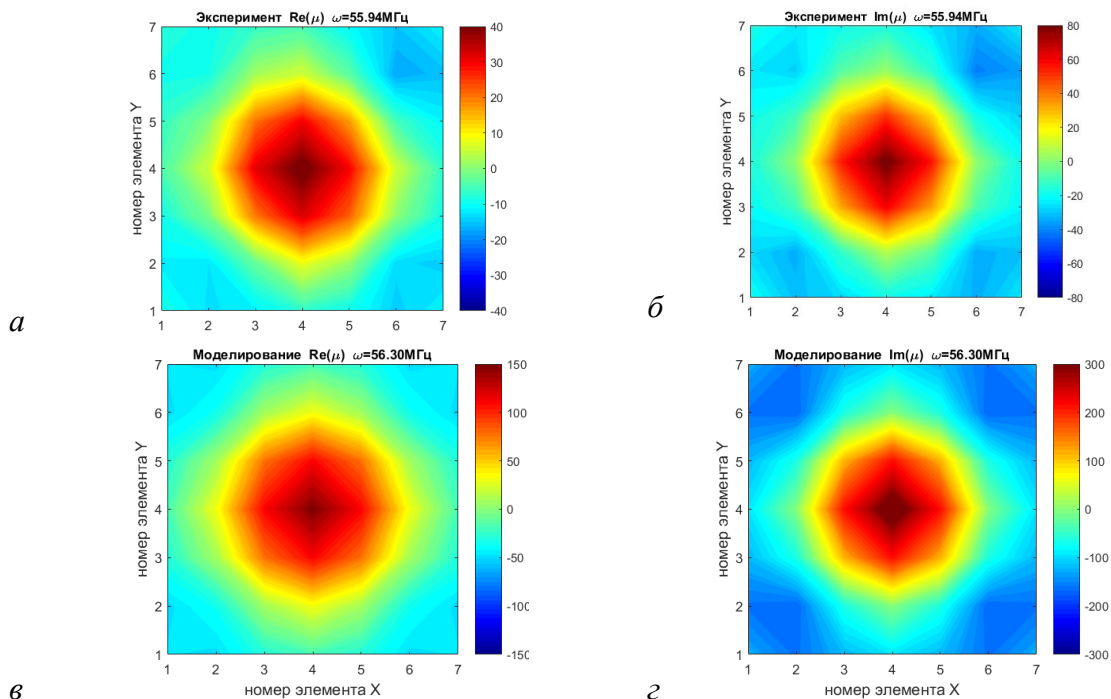


Рисунок П7_12 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7*7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ (а) и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $\text{Re}(\mu)$ (в) и $\text{Im}(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{\text{эксн}}=55.94\text{МГц}$, $\omega_{\text{мод}}=56.30\text{МГц}$, $\omega_0=50.83\pm 0.07\text{МГц}$.

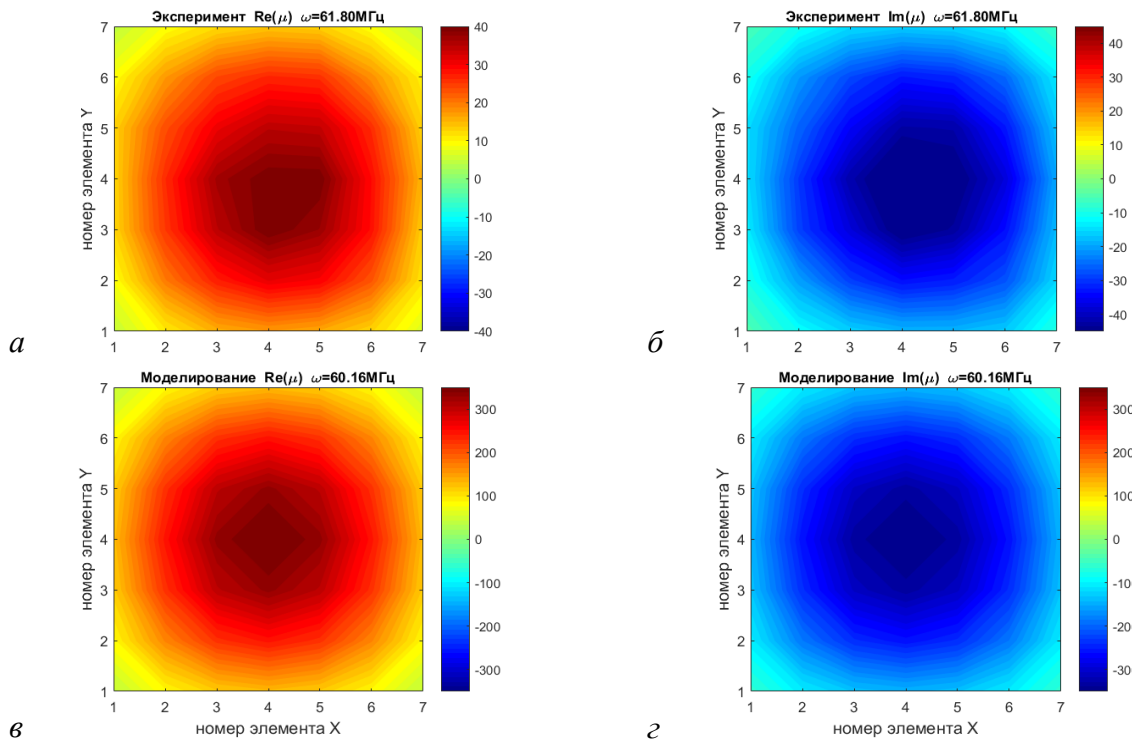


Рисунок П7_13 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7*7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ (а) и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $\text{Re}(\mu)$ (в) и $\text{Im}(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{\text{эксн}} = 61.80 \text{ MHz}$, $\omega_{\text{мод}} = 60.16 \text{ MHz}$, $\omega_0 = 50.83 \pm 0.07 \text{ MHz}$.

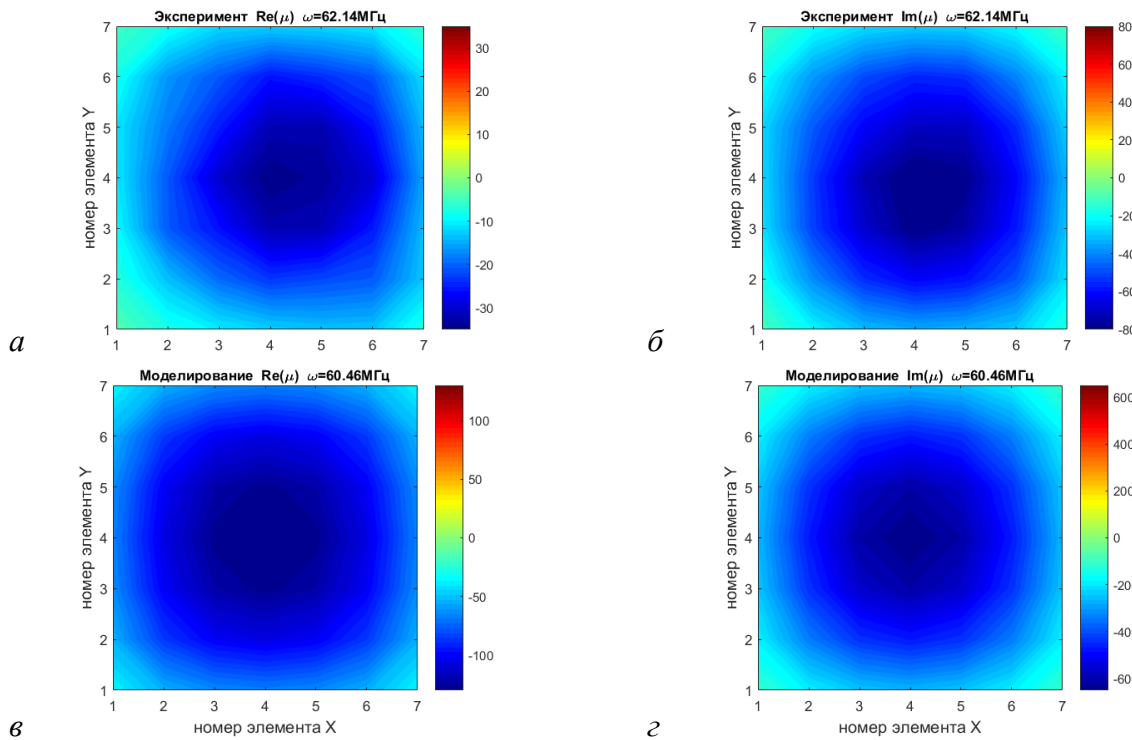


Рисунок П7_14 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7*7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $\text{Re}(\mu)$ (а) и мнимой части $\text{Im}(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $\text{Re}(\mu)$ (в) и $\text{Im}(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{\text{эксн}} = 62.14 \text{ MHz}$, $\omega_{\text{мод}} = 60.46 \text{ MHz}$, $\omega_0 = 50.83 \pm 0.07 \text{ MHz}$.

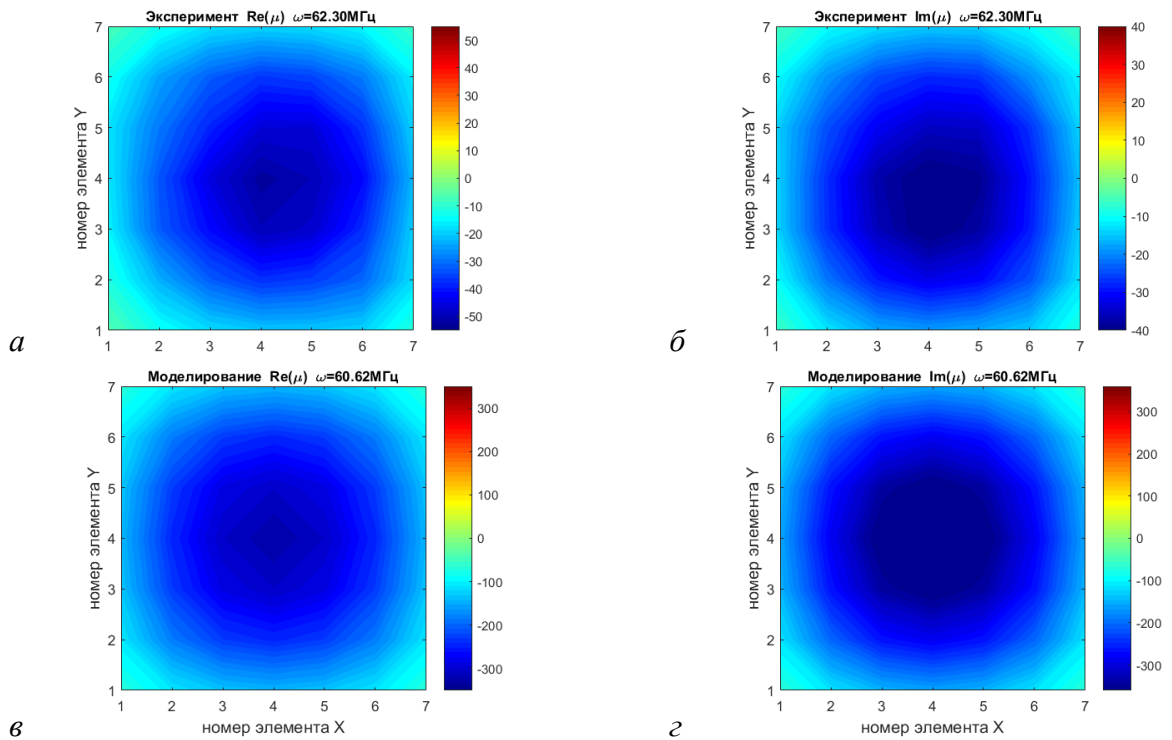


Рисунок П7_15 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7*7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $Re(\mu)$ (а) и мнимой части $Im(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $Re(\mu)$ (в) и $Im(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{эксн}=62.30\text{МГц}$, $\omega_{мод}=60.62\text{МГц}$, $\omega_0=50.83\pm 0.07\text{МГц}$.

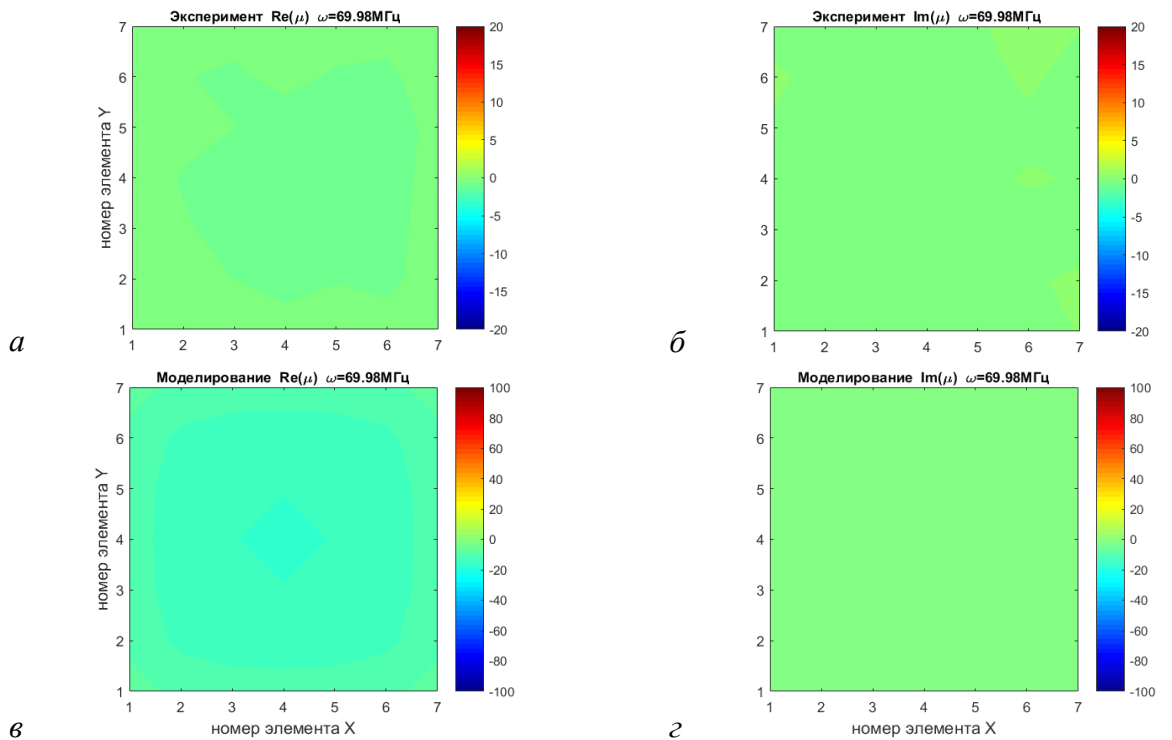


Рисунок П7_16 – Локальная магнитная проницаемость при однородном возбуждении метаповерхности 7*7 мета-атомов. Экспериментальные значения реальной части $Re(\mu)$ (а) и мнимой части $Im(\mu)$ (б) получены на высоте 3 мм над поверхностью, результаты моделирования $Re(\mu)$ (в) и $Im(\mu)$ (г) получены в центрах мета-атомов. Частота $\omega_{эксн}=69.98\text{МГц}$, $\omega_{мод}=69.98\text{МГц}$, $\omega_0=50.83\pm 0.07\text{МГц}$.

