

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«ПРИМЕНИМОСТЬ ОДНОМОДОВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ДЛЯ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ СВЧ МАГНИТНОЙ
ПРОНИЦАЕМОСТИ»**

Выполнил студент
219М группы:
Иванов П.А.

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., профессор Грановский А.Б.

Научный консультант:
м.н.с. Бобровский С.Ю.

Допущен к защите
Зав. Кафедрой магнетизма
профессор Перов Н.С. _____

Москва
2021

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	6
1.1. Резонансные методы	6
1.2. Нерезонансные методы	6
1.2.1. Методы измерительной катушки	6
1.2.2. Методы на основе возбуждения линии передачи	7
1.2.3. Классификация направляемых волн	8
1.2.4. Коаксиальная линия	9
1.2.5. Квазиоптические методы	10
1.2.6. Прямоугольный волновод	12
1.2.7. Планарные линии	13
1.3. Калибровочные процедуры и источники погрешности	17
1.4. Методы анализа микрополосковых линий передачи	20
1.5. Методы измерения в полосковых линиях передачи	21
ГЛАВА 2. МОДЕЛИ И МЕТОДЫ РАСЧЁТА	32
2.1. Аналитический расчет	32
2.2. Вариационный метод	35
2.3. 3D Электромагнитное моделирование	39
ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ	42
3.1. Калибровка	42
3.1.1. Калибровка в свободном пространстве	42
3.1.2. Калибровка полосковых линий при неоднородном заполнении поперечного сечения линии образцом	46
3.1.3. Калибровка полосковых линий при однородном заполнении поперечного сечения линии образцом	48
3.2. Измерение при однородном заполнении поперечного сечения линии образцом	50

3.3. Влияние исследуемого образца на искажение электромагнитного поля внутри измерительной линии	52
3.3.1. Влияние коаксиально-полоскового перехода	54
3.3.2. Распределение электромагнитного поля внутри симметричной полосковой линии	57
3.3.3. Характеризация электромагнитного поля внутри объёма образца	57
3.4. Применение вариационного метода	61
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	65
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ	66
БЛАГОДАРНОСТИ	71
ПРИЛОЖЕНИЕ 1	72
ПРИЛОЖЕНИЕ 2	73
ПРИЛОЖЕНИЕ 3	74
ПРИЛОЖЕНИЕ 4	75
ПРИЛОЖЕНИЕ 5	76
ПРИЛОЖЕНИЕ 6	77

ВВЕДЕНИЕ

Различные магнитодиэлектрические материалы, как природного, так и искусственного происхождения широко применяются в самых разных областях. Поэтому возможность измерения их магнитных и диэлектрических свойств в различных частотных диапазонах особенно важна. В настоящей работе рассматриваются высокочастотные свойства материалов, которые особенно важны в электронике, радиолокации, а также для разработки поглощающих электромагнитное излучение покрытий.

Методы определения характеристик магнитодиэлектрических материалов в сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазоне делятся на резонансные и нерезонансные. Нерезонансные методы подразделяются в свою очередь на методы на основе измерительных катушек и методы на основе линии передачи. Использование полосковых линий передачи представляется одним наиболее перспективных методов измерения магнитных свойств материалов в широком диапазоне частот, так как у таких линий отсутствует частота отсечки. При этом их геометрия позволяет проводить измерения анизотропных свойств образцов на твердой подложке без их предварительной подготовки, в отличие от другого известного метода измерения в коаксиальной линии.

При измерении в полосковых линиях передачи при неоднородном заполнении ее поперечного сечения исследуемым образцом, в качестве такого образца довольно часто выступают тонкие магнитные пленки, которые слабо взаимодействуют с распространяющейся электромагнитной волной, в малой степени нарушая ее симметрию. Измерения образцов, имеющих толщину порядка миллиметра и более встречаются значительно реже. Обычным подходом к измерениям в полосковых линиях передачи является использование квазистатических методов в квази-ТЕМ приближении, при котором основным типом распространяющейся волны принимается поперечная волны с пренебрежимо малыми продольными компонентами. Подробный анализ влияния параметров исследуемых образцов, заполняющих поперечное сечение

линии неоднородно, на точность измерения в подавляющем большинстве работ не приводится. Реализация метода измерения в полосковых линиях передачи при неоднородном заполнении показала, что параметры исследуемых образцов достаточно сильно влияют на погрешность измерения. В тоже время актуальность работы обусловлена также конкретной необходимостью проведения измерений магнитных свойств отдельных твердых образцов, площадью $10 - 20 \text{ см}^2$, толщиной порядка $0.5 - 2 \text{ мм}$, которые сложно провести другими имеющимися методами.

Целью настоящей работы является определение области применимости квази-ТЕМ одномодового приближения при измерении в полосковых линиях передачи, а также нахождение источников погрешности измерения.

Для достижения поставленной цели были поставлены следующие задачи:

- Построить численные модели разных типов полосковых линий в программном пакете электродинамического моделирования FEKO.
- Провести калибровку измерительной полосковой линии по двум калибровочным образцам при помощи формулы Мейсона.
- Определить оптимальный тип полосковой линии и способ ее заполнения калибровочными образцами, при которых калибровка осуществляется наиболее точно и как можно меньше зависит от выбора калибровочных образцов.
- Методом численного моделирования определить влияние параметров исследуемого образца на искажение ТЕМ-волны в измерительной линии, а также влияние неоднородных полей, возбуждаемых на коаксиально-полосковом переходе, геометрии измерительной линии и способа заполнения поперечного сечения линии образцом на погрешность измерения.
- Определить оптимальный метод учета неоднородного заполнения поперечного сечения полосковой линии образцом для восстановления его фактической магнитной проницаемости.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Резонансные методы

Резонансные техники имеют более высокую точность, но сильно проигрывают в ширине полосы измеряемых частот нерезонансным техникам. Измерения резонансными методами могут быть проведены только на одной частоте (или ряде дискретных частот в случае многомодового резонатора). Высокая чувствительность резонансных техник связана с многократным прохождением электромагнитной волны внутри резонатора, что усиливает отклик от образца. Максимумы электрического и магнитного полей в резонаторе сдвинуты друг относительно друга: пучность магнитного поля соответствует нулю электрического поля, и наоборот. Поэтому взаимное влияние диэлектрических и магнитных свойств пренебрежимо мало, что позволяет измерять их отдельно друг от друга с высокой точностью. В этом отношении резонаторные методы имеют преимущество перед большинством методов измерения в линиях передачи.

В настоящее время резонансные методы используют на СВЧ, в основном, для измерения диэлектрических образцов с предельно малыми диэлектрическими потерями [1], либо в случаях, где необходима высокая чувствительность в узком частотном диапазоне [2]. В рамках настоящей работы резонансные методы рассматриваться не будут.

1.2. Нерезонансные методы

1.2.1. Методы на основе измерительной катушки

Основными элементами измерительного устройства, используемого в данной категории методов, являются катушка возбуждения и приемная катушка, а принцип работы этого метода аналогичен принципу работы трансформатора. Исследуемый образец помещается в приемную катушку, и его магнитная проницаемость рассчитывается по изменению связи между возбуждающей и приемной катушкой. Это изменение характеризуется магнитными свойствами тонкопленочного образца. С момента первой разработки метода измерения магнитной проводимости магнитных пленок с одноосной анизотропией до

частоты 100 МГц в 1975 году в работе [3], появилось множество модификаций этого метода [4–7], которые расширили доступный для измерения диапазон частот, вплоть до 9 ГГц [8].

Верхняя рабочая частота в этом методе ограничена в основном частотой собственного электродинамического резонанса измерительной катушки и конструкцией возбуждающих катушек. Для повышения собственной резонансной частоты измерительной катушки ее размеры уменьшают. Часто роль измерительной катушки для высокочастотных измерений выполняет короткозамкнутая полосковая линия передачи. Высокая проводимость ферромагнитных пленок может маскировать отклик от магнитной проницаемости, поэтому использование полосковых линий передачи, в которых электрическое поле направлено перпендикулярно плоскости образца является хорошим решением для снижения влияния проводимости на измеряемый сигнал. Магнитное поле в полосковых линиях направлено в плоскости образца, что позволяет измерять продольную компоненту магнитной проницаемости пленочных образцов с высокой точностью. В качестве возбуждающих катушек используют катушки Гельмгольца, рабочая частота которых обычно ниже 100 МГц, или высокочастотные линии передачи, которые могут работать на более высоких частотах. Однако при использовании линий передачи могут возникать нежелательные высшие моды. Комбинирование разных типов возбуждающих и измерительных катушек обеспечивает широкие возможности для измерений.

Методы на основе измерительной катушки обеспечивают высокую точность измерения магнитной проницаемости тонких пленок. Однако из-за относительно большого размера измерительной установки и сложности ее структуры в ней могут возникать внутренние резонансы, которые часто ограничивают измерительный диапазон таких методов частотой порядка 100 МГц [5].

1.2.2. Методы на основе линии передачи

В методах, использующих линии передачи, исследуемый образец помещается в отрезок линии передачи, что приводит к изменению

характеристических параметров линии. По этому изменению можно определить внутренние параметры образца. В качестве измеряемой величины обычно выступают S-параметры на основе которых может быть определен импеданс линии.

Наиболее часто в роли измерительных линий выступают прямоугольный волновод, коаксиальная или планарная линии передачи. Сравнение характеристик наиболее популярных типов линий приведено в таблице 1 [9].

Таблица 1 – Характеристики линий передачи

Характеристика	Коаксиальная линия	Прямоугольный волновод	Планарная линия
Потери в линии	Средние	Низкие	Высокие
Ширина рабочего частотного диапазона	Большая	Малая	Большая
Возможность минитюаризации	Слабая	Слабая	Отличная
Объем и вес	Большой	Большой	Малый
Изоляция от окружающих объектов	Очень хорошая	Очень хорошая	Слабая

1.2.3. Классификация направляемых волн

Линии передачи обеспечивают перенос энергии электромагнитного поля в определенном направлении. Волна, распространяющаяся в линии, также называемая направляемой волной, характеризуется двумя векторами поля \vec{E} и \vec{H} или шестью их проекциями на координатные оси. Продольную координату отсчитывают в направлении распространения волны, которое примем за Oz . Для переноса энергии в направлении Oz вектор Пойнтинга $\vec{P} = [\vec{E}, \vec{H}]$ должен иметь продольную составляющую P_z . Для этого поле волны обязано содержать хотя бы одну пару поперечных составляющих \vec{E}_\perp и \vec{H}_\perp . Направляемые волны классифицируются в зависимости от наличия или отсутствия в них продольных составляющих E_z и H_z векторов электрического и магнитного полей. Здесь возможны четыре случая:

1. ТЕМ-волны (волны типа Т, поперечные волны) у которых оба вектора \vec{E} и \vec{H} перпендикулярны оси Oz и не имеют продольных составляющих: $E_z = 0$, $H_z = 0$. Аббревиатура ТЕМ происходит от английского Transverse Electromagnetic. Примером ТЕМ-волны является плоская электромагнитная волна в свободном пространстве. С помощью ТЕМ-волн также переносится энергия в двухпроводных, коаксиальных и полосковых линиях передач.

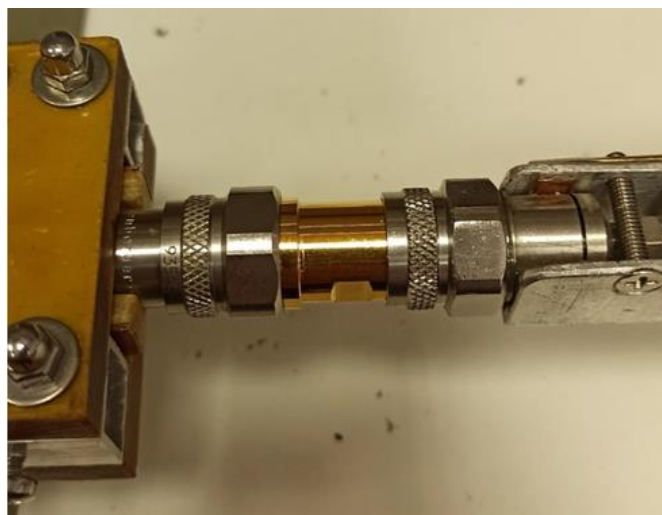
2. ТЕ-волны (Transverse Electric), или магнитные волны, или волны типа Н, имеющие продольную составляющую магнитного вектора H_z при $E_z = 0$.

3. ТМ-волны (Transverse Magnetic), или электрические волны, или волны типа Е, у которых $E_z \neq 0$ при $H_z = 0$.

4. Смешанные (гибридные) волны, обладающие обеими продольными составляющими ($E_z \neq 0$, $H_z \neq 0$).

1.2.4. Коаксиальная линия

При использовании коаксиальной линии, внешний вид которой показан на рисунке 1.1а, исследуемый образец должен однородно заполнять ее поперечное сечение. Для реализации этого требования существуют несколько подходов в зависимости от типа образца. Если исследуется магнитная пленка на гибкой подложке, то подготовка к процедуре измерения заключается в скручивании пленки в рулонный образец (рисунок 1.1б) [10]. Композитный материал определенного состава может быть изготовлен в виде тороидального образца, а из других объёмных материалов вырезается шайба необходимого размера. Для нахождения частотных зависимостей комплексной диэлектрической ε и магнитной проницаемости μ используется классический, широко известный метод Николсона-Росса-Уира [11,12].



а



б

Рисунок 1.1 – (а) Внешний вид двухпортовой измерительной коаксиальной линии. (б) Рулонный образец из тонкой ферромагнитной плёнки, нанесённой на гибкую подложку, для измерения магнитной проницаемости в коаксиальной линии

Измерения в коаксиальной линии отличаются высокой точностью и простым алгоритмом обработки данных, при этом они могут быть проведены в широком диапазоне частот до 18 ГГц [13]. К недостаткам метода относится относительно трудоемкая процедура изготовления образца, при которой критическое значение имеет отсутствие воздушных зазоров при заполнении линии, так как электрическая емкость, создаваемая между образцом и проводником, приводит к неконтролируемой погрешности при измерении диэлектрической проницаемости. Исследование пленок в коаксиальной линии ограничено только теми, которые нанесены на гибкую подложку и слабо чувствительны к механическим деформациям. Также малые размеры поперечного сечения коаксиальной линии не позволяют исследовать образцы с включениями большого размера.

1.2.5. Квазиоптические методы

Другой разновидностью методов, которые можно рассматривать в терминах линии передачи являются квазиоптические методы. Такое рассмотрение допустимо при условии, что краевые эффекты на границах образца учтены или пренебрежимо малы. Современный подход использования квазиоптических методов, впервые предложенный в [14], дает возможность

широкополосных измерений при помощи рупорных антенн, векторного анализатора цепей и калибровочных процедур.

Типичная геометрия установки для квазиоптических измерений показана на рисунке 1.2 [15]. Рупорная антенна, снабжённая линзой из полистирола, излучает электромагнитную волну; эта же антенна принимает отражённую от образца волну. Линза позволяет создать фронт электромагнитной волны, близкий к плоскому в месте расположения образца. Вторая рупорная антенна принимает проходящую через образец волну. Измерения коэффициента отражения и коэффициента прохождения проводятся при помощи векторного анализатора цепей в диапазоне частот от 2 до 18 ГГц. Значения ε и μ образца определяются с применением метода Николсона-Росса-Уира, аналогично измерениям в коаксиальной линии.



Рисунок 1.2 – Принципиальная схема квазиоптической измерительной установки [62n]

В настоящее время квазиоптические методы для измерения материальных параметров материалов широко используются [16–18]. Их достоинством являются возможность проведения измерений на частотах выше 20 ГГц [19–21], отсутствие погрешности измерения высоких значений диэлектрической проницаемости, связанных с наличием зазора между образцом и стенкой линии передачи, а также возможность измерения в широком диапазоне температур [22–24]. К недостаткам метода относится большой размер рупорных антенн и

требуемых исследуемых образцов при измерении в дециметровом диапазоне длин волн, а также необходимость использования диафрагм и линз для измерений в дальней зоне.

1.2.6. Прямоугольный волновод

Обычно при измерениях в волноводе используют уже упомянутый ранее метод Николсона-Росса-Уира. При известных коэффициентах отражения и прохождения измерительной секции с исследуемым образцом можно определить комплексные диэлектрическую и магнитную проницаемость материала при условии, что отсутствуют воздушные зазоры между образцом и стенками волновода.

Волноводный метод позволяет определить параметры материалов в широкой полосе частот с высокой точностью. Но существует ряд причин, которые существенно ограничивают применение этого метода. При заполнении волновода исследуемым материалом практически всегда присутствует воздушный зазор между исследуемым образцом и стенками волновода, что приводит к резкому скачку напряженности электрического поля при переходе из материала образца в воздух и сильно влияет на точность определения электромагнитных параметров. Особенно сильно это проявляется при измерении материалов с высокими значениями действительной составляющей диэлектрической проницаемости [25]. Современная измерительная аппаратура строится на базе прямоугольного металлического волновода, в котором распространяется основная волна H_{10} . Для нее критическая длина волны $\lambda_{кр} = 2a$, зависящая от расстояния между узкими стенками волновода, ограничивает измерительный частотный диапазон снизу. При условии, что исследуемый образец при измерениях в волноводе должен полностью заполнять его поперечное сечение, уменьшение критической частоты резко увеличивает необходимое объёмное количество материала образца. При этом измерение тонких пленочных образцов в волноводах затруднено из-за недостатка точности. Прямоугольные волноводы имеют достаточно узкий рабочий диапазон частот,

стандартные размеры волноводов и их частотные характеристики можно найти, например, в [9].

1.2.7. Планарные линии

Другим популярным типом измерительных линий, позволяющим применять метод возбуждения линии передачи, являются планарные линии передачи. Планарными называются линии передачи, содержащие металлические проводники в форме плоских лент. Используемые в качестве измерительных линий, планарные линии передачи можно разделить на несколько групп: полосковые, микрополосковые и копланарные линии.

Копланарными называются такие линии передачи, в которых все проводники расположены в одной плоскости. Некоторые разновидности копланарных линий показаны на рисунке 1.3. Отсутствие заземляющей пластины в копланарных линиях приводит к плохо определяемой диаграмме поля, а потери от полей рассеяния довольно велики на микроволновых частотах. Такие линии позволяют измерять только приповерхностные параметры, что ограничивает их применение измерением тонких пленок [26,27]. При этом методы измерения в копланарных линиях используют процесс намагничивания тонкопленочного образца, поэтому магнитную проницаемость полностью размагниченных образцов измерить этими методами нельзя.

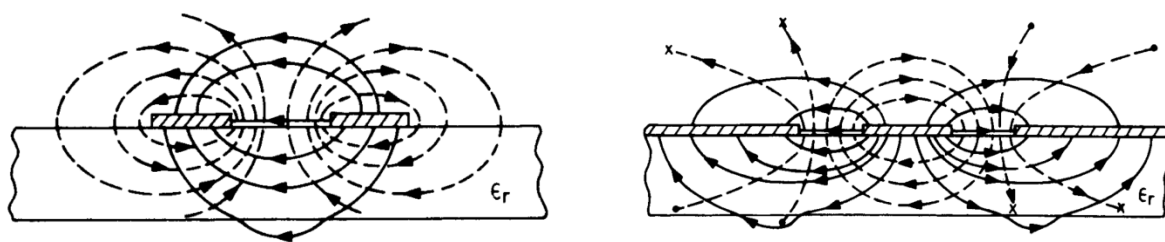


Рисунок 1.3 – Вид копланарных линий передачи, состоящих из двух (слева) и трех (справа) проводников. Сплошными линиями обозначены силовые линии электрического поля, пунктирными линиями – магнитного поля [28]

Полосковые линии по своей конструкции делятся на симметричные и несимметричные. В первом случае центральный проводник в виде тонкой узкой полоски расположен симметрично между двумя широкими металлическими плоскостями (экранами), электрически соединенными между

собой. Основным типом волны в полосковых линиях передачи с однородным заполнением, имеющих два экрана, является ТЕМ-волна, у которой оба вектора E и H перпендикулярны и не имеют продольных составляющих. Если центральный проводник расположен несимметрично относительно экранов или один из экранов отсутствует, полосковая линия называется несимметричной. Линия, состоящая из центрального проводника и одного экрана, также называется микрополосковой, так как при заполнении пространства между этими проводниками подложкой с более высокой диэлектрической или магнитной проницаемостью, чем проницаемость пространства над подложкой (обычно воздуха), толщина и поперечные размеры полоски много меньше длины волны в свободном пространстве. Из-за отсутствия второго экрана микрополосковая линия имеет довольно высокие потери на излучение, которое возникает в основном на неоднородностях линии и увеличивается с увеличением частоты, уменьшением толщины подложки и ее диэлектрической или магнитной проницаемости [29].

Микрополосковая линия часто применяется в электронике, при этом пространство между двумя проводниками заполняется диэлектрической подложкой. Из-за неоднородного заполнения поперечного сечения микрополосковая линия не может поддерживать распространение простой поперечной электромагнитной (ТЕМ) волны. В общем случае, наличие границы воздух-подложка изменяет распространяющуюся моду в микрополосковой линии на не-ТЕМ гибридную моду, которая содержит продольные компоненты как электрического, так и магнитного поля [28]. Воспользовавшись уравнениями Максвелла и граничными условиями для электромагнитного поля можно показать, что микрополосковая линия не может поддерживать чистую ТЕМ-волну. Непрерывность тангенциальных составляющих компонент электрического поля вдоль границы воздух-подложка (Рис 1а) дает:

$$E_{1x} = E_{2x} \quad (1)$$

здесь индексы 1 и 2 соответствуют области подложки и воздуха на границе соответственно. Используя уравнения Максвелла можно записать:

$$(\nabla \times H)_{1x} = \varepsilon_r (\nabla \times H)_{2x} \quad (2)$$

Выражая ротор в (2) с учетом непрерывности нормальных компонент индукции магнитного поля ($\mu_r H_{1y} = H_{2y}$), получаем:

$$(\varepsilon_r \mu_r - 1) \frac{\partial H_y}{\partial z} = \varepsilon_r \frac{\partial H_z}{\partial y} \Big|_2 - \frac{\partial H_z}{\partial y} \Big|_1 \quad (3)$$

При условии, что ε_r и μ_r не равны единице и $H_y \neq 0$, левая часть выражения (3) должна быть ненулевой величиной, что возможно только при $H_z \neq 0$. А это значит, что продольные компоненты магнитного поля должны присутствовать.

Аналогично можно показать, что продольные компоненты электрического поля E_z также не равны нулю. Стоит отметить, что только компоненты E_x и H_x на границе раздела подложка-воздух приводят, в общем случае, к тому, что модой распространяющейся в микрополосковой линии электромагнитной волны является не-ТЕМ гибридная мода.

Однако, поскольку подложка, используемая в микрополосковых линиях, обычно очень тонкая, то считается, что продольные компоненты много меньше поперечных компонент. Такой подход позволяет использовать квази-ТЕМ приближение, при котором продольными компонентами электромагнитной волны пренебрегают и рассматривают моду такой волны как чистую ТЕМ. Основной тип волны, характеризуемый квази-ТЕМ-модой, в общем случае, обладает дисперсией, т.е. ее фазовая скорость и волновое сопротивление зависят от частоты. Однако на низких частотах (дециметровом диапазоне длин волн) дисперсия незначительна. Эпюры электромагнитного поля квази-ТЕМ-волны в микрополосковой и ТЕМ-волны в симметричной полосковой линиях изображены на рисунке 1.4. Напряжённость электрического поля достигает максимального значения у края полоскового проводника, что объясняется увеличением концентрации зарядов в местах с повышенной кривизной поверхности. В настоящей работе рассматриваются микрополосковая и

симметричная полосковая линии передачи, поскольку они являются наиболее распространенными и удобными в использовании типами полосковых линий.

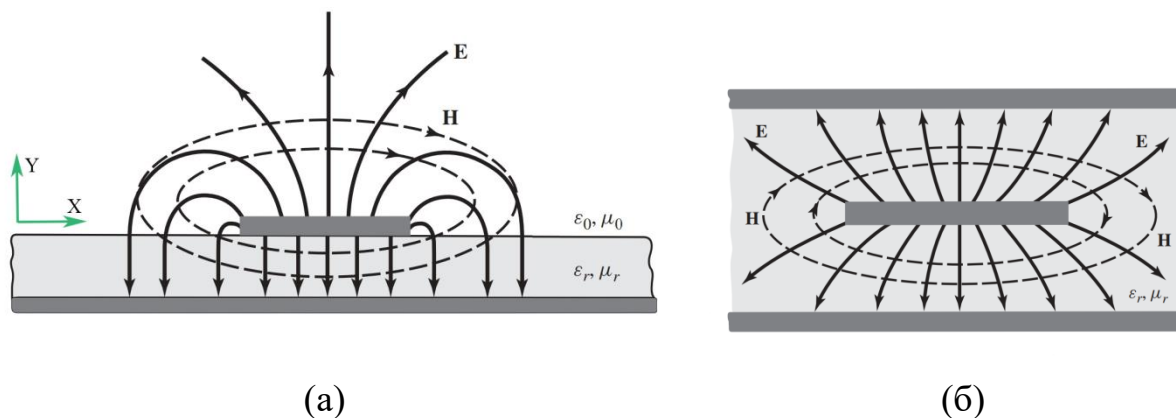


Рисунок 1.4 – Эпюры силовых линий электромагнитного поля квази-ТЕМ-волны в микрополосковой линии (а) и ТЕМ-волны в симметричной полосковой линии (б) [9]

В полосковых линиях отсутствует частота отсечки, поэтому нижний частотный предел измерения определяется только рабочим частотным диапазоном прибора и шумом. Верхняя частота диапазона в основном ограничивается резонансами на длине ячейки и образца. Как было упомянуто ранее, к преимуществам полосковых измерительных линий также относится тот факт, что электрическое поле электромагнитной волны в линии направлено перпендикулярно плоскости образца, что снижает влияние проводимости пленочных образцов на измеряемый сигнал. Другой важной особенностью таких линий является возможность измерения пленок на жесткой подложке. Также и при измерении пленок на гибкой подложке полосковые линии выделяются тем, что позволяют проводить исследования образцов без их предварительной подготовки, в том виде, в котором они были изготовлены. Помимо всего прочего, метод измерения в планарных линиях на низких частотах не требует образцов больших размеров, в отличие от квазиоптических и волноводных методов измерения. Использование планарных линий позволяет воздействовать постоянным магнитным полем на исследуемый образец и исследовать его анизотропные свойства, меняя величину и ориентацию поля [30]. При добавлении к измерительной полосковой ячейке системы нагрева и охлаждения можно исследовать температурную зависимость магнитной проницаемости

образца [31]. Также может быть изучена магнитострикция тонких магнитных пленок путем приложения к ним механических напряжений [32].

1.3. Калибровочные процедуры и источники погрешности

Измерение внутренних параметров исследуемых образцов, таких как магнитная и диэлектрическая проницаемости, с использованием полосковых линий передачи сопряжено с наличием погрешности, которая имеет несколько источников.

Источниками систематических ошибок являются: конструкция измерительной линии (потери в проводниках и на излучение) и высокочастотные приборы, используемые для выполнения измерений. Последние включают электронные компоненты векторного анализатора цепей (ВАЦ), коаксиальные кабели, и разъемы, которые соединяют ВАЦ с измерительной линией. Вклад в систематическую погрешность дает также процедура смещения плоскости нулевой фазы к краю исследуемого образца, необходимая для получения характеристических параметров области линии с образцом.

Случайные ошибки имеют ряд следующих источников. Во-первых, это шум используемого ВАЦ, который может быть уменьшен усреднением нескольких измерений. Во-вторых, это резонансы, связанные с размерами измерительной линии и исследуемого образца. Они возникают, когда длина линии или образца кратна половине длины волны в материале [33]. На этих частотах и выше величина измеряемых коэффициентов отражения в линии стремится к нулю, а их фазы становятся непригодными для использования. Это приводит к большим ошибкам при измерении материальных параметров образца. В-третьих, это возбуждение высших мод. Однако в полосковых линиях передачи частота их возбуждения обычно выше частоты резонанса на размерах линии и образца. В-четвертых, это погрешность, вносимая наличием воздушных зазоров между проводниками линии и степени неоднородности заполнения ее поперечного сечения.

Перечисленные источники ошибок имеют разную степень влияния на результирующую погрешность измерения. В современных измерительных

приборах собственные погрешности малы, и основной вклад в погрешность вносят неоднородности измерительного тракта, включая искажение сигнала на коаксиально-волноводном переходе. Их влияние на результат измерения может быть снижено применением калибровочных процедур.

Есть несколько подходов к увеличению измеряемого диапазона частот. Для уменьшения влияния резонанса ячейки ее длину стараются сделать как можно меньше, но из-за этого усиливается влияние неоднородных полей, возбуждающихся вблизи коаксиально-полоскового перехода, так как чем короче ячейка, тем ближе расположен исследуемый образец к этому переходу. Кроме того, при уменьшении длины линии точность измерения снижается за счёт погрешностей, связанных с неточностью определения геометрических размеров и положения образца. Обычно рабочий диапазон частот полосковых ячеек доходит до частот порядка 3–6 ГГц; наиболее широкий рабочий диапазон частот достигает 9–10 ГГц в работах [8,34].

Для калибровки полосковых линий может применяться ряд известных калибровочных процедур. TRL (Through–Reflection–Line) калибровка [36,37] включает в себя три калибровочных измерения S-параметров: соединение двух портов напрямую или через ячейку (“thru”), соединение идентичных однопортовых ячеек с высоким коэффициентом отражения (“reflect”), соединение аналогичной двухпортовой ячейки с длиной отличной от измерения “thru” (“line”). По результатам этих измерений можно найти поправочные коэффициенты. Достоинством TRL процедуры является использование калибровочных стандартов, параметры которых известны с высокой точностью. К недостаткам относится вырождение решаемой системы уравнений на частотах, где длина измерительной ячейки кратна $\lambda/2$, а также отсутствие возможности учета утечки, выражаемой в прямом прохождении сигнала из одного порта измерителя в другой в обход образца. Другая SOL (Short–Open–Load) калибровка использует только измерения коэффициента отражения измерительной ячейки с тремя нагрузками: короткозамыкателем, нагрузкой холостого хода и согласованной нагрузкой. Дополнительное проходное измерение “thru”

модифицирует эту калибровку до SOLT [38,39], которая дает возможность калибровки проходной линии. Такие стандартные калибровки используют наиболее часто, но существуют и другие.

Эффективность применения калибровочных процедур в большой степени зависит от уровня согласования коаксиально-волноводного перехода, соединяющего измерительную ячейку с питающим трактом, так как большинство калибровок предполагает отсоединение ячейки от тракта. При этом сам переход не всегда калибруется и может внести большую ошибку в результат измерения. Это одна из основных причин, почему подавляющее большинство измерений в настоящее время проводят в коаксиальных линиях.

Для калибровки коаксиально-полоскового перехода в неразборной полосковой ячейке могут быть применены калибровочные процедуры, основанные на использовании скользящей нагрузки [40] или нескольких положений калибровочного образца [41]. Стоит также отметить, что погрешность, с которой известны параметры калибровочного образца, может давать дополнительную ошибку измерения. Другой прием используется в работах [31,42], где неоднородность измерительной ячейки описывается эквивалентной *RLC*-схемой. Для проходных полосковых линий успешно применяются широко известные калибровочные процедуры, такие как TRL [35,43], в которой используется разборная ячейка, или SOLT [38]. В ряде работ, где для анализа измерений в полосковых линиях используется квазистатическое приближение, пренебрегают погрешностью вносимой коаксиально-полосковым переходом и диэлектрической проницаемостью образца [44,45]. Оба эти вклада стремятся к нулю при стремлении частоты к нулю.

Однопортовые измерительные ячейки не допускают применения полных калибровочных процедур с использованием внешних калибровочных стандартов, таких как “open” и “load”. Альтернативой является калибровка с помощью двух образцов с известными материальными параметрами [46]. Выбор калибровочных образцов обусловлен тем, чтобы их комплексные истинные коэффициенты отражения как можно сильнее отличались друг от друга и от

истинного коэффициента отражения пустой ячейки на всем измеряемом диапазоне частот. Если любые из этих трех величин будут достаточно близки по значению друг к другу в некотором диапазоне частот, то погрешность измеряемого коэффициента отражения может привести к значительной ошибке при определении поправочных коэффициентов в формуле (4).

1.4. Методы анализа микрополосковых линий передачи

Подход к анализу полосковых линий передачи, имеющих два заземляющих проводника, и микрополосковых линий с одним заземляющим проводником делается сходными методами. Однако, так как наиболее часто в работах, посвященных анализу таких линий, рассматривают именно микрополосковые линии, вследствие того, что их практическое применение наиболее широко востребовано, последующее описание будет сконцентрировано на них.

Как и при анализе других линий передачи, методы анализа микрополосковой линии направлены на определение ее характеристического импеданса и волнового вектора. Различные методы анализа микрополосковых линий можно разделить на две главные группы, как показано на рисунке 1.5.

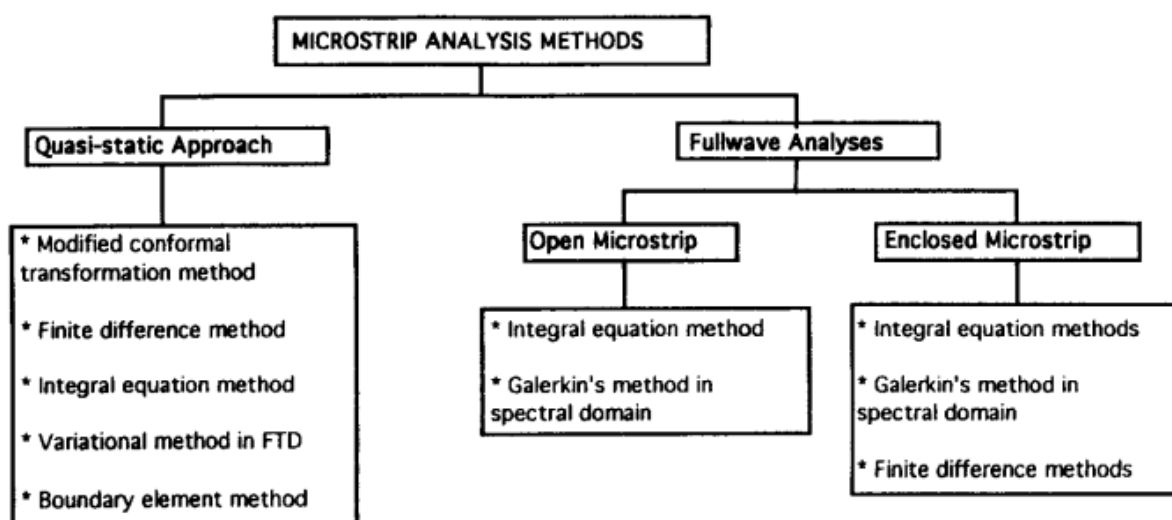


Рисунок 1.5 – Различные методы анализа микрополосковых линий [28]

В первой группе, которая включает квазистатические методы, мода распространяющейся электромагнитной волны рассматривается как чистая ТЕМ и характеристики микрополосковой линии вычисляются из ее эквивалентных удельных электростатических емкостей и индуктивностей. Было обнаружено, что этот анализ применим к структурам, работающим на частотах ниже Х-диапазона, где ширина полоска и толщина подложки много меньше длины волны в материале подложки. Методы второй группы учитывают гибридную природу моды распространения. Техники, используемые для полного полевого анализа, являются более строгими и аналитически сложными. Целью такого подхода является точное описание структуры линии передачи. Полный полевой анализ также дает информацию о дисперсии микрополосковых линий, которая выражается в изменении характеристического импеданса и эффективной диэлектрической и магнитной проницаемости с частотой. Гибридные моды в микрополосковой линии рассматриваются как суперпозиция их ТЕ и ТМ компонент. Денлингер [47] и Ито и Миттра [48,49] первыми использовали этот подход, и он широко использовался позже, в частности, для характеристики неоднородностей в микрополосках [50–52]. Полный полевой анализ предполагает только продольное распространение по микрополосковой линии, поэтому он лучше подходит для линий, закрытых проводящим каркасом, чем для открытых микрополосковых линий [30].

Для получения квазистатических параметров микрополосковой линии используется множество математических инструментов: конформное отображение по Шнайдеру [53] и Уиллеру [54], метод конечных разностей Штинхельфера [55], интегральные уравнения (с использованием функций Грина) Сильвестра [56] и Фаррара и Адамса [57], а также вариационный метод в области Фурье преобразования Ямашиты и Миттры [58]. При всем этом дисперсия не учитывается квазистатическим подходом.

1.5. Методы измерения в полосковых линиях передачи

Настоящая работа ограничивается рассмотрением измерений магнитной проницаемости материалов на основе метода возбуждения полосковой линии

передачи. При выборе конструкции измерительной линии передачи особенно важно определить, какой вид мод распространяется в линии, а также при каких условиях. Эти знания дадут возможность выбрать наиболее подходящую процедуру извлечения интересующих материальных параметров исследуемых образцов, определить источники погрешностей и уменьшить их влияние.

Традиционно считается, что первые методики извлечения магнитной и диэлектрической проницаемостей из известных S -параметров измерительной системы были предложены в работах Николсона–Росса–Уира [11,12]. Такие методы рассматривают основную распространяющуюся моду электромагнитной волны в приближении ТЕМ-моды. Чистая ТЕМ-мода реализуется при однородном заполнении сечения линии передачи, что не всегда реализуемо. Большая часть других, предлагаемых в литературе процедур извлечения материальных параметров, представляют собой модифицированные или улучшенные версии методик Николсона–Росса–Уира.

Часто на практике используют полосковую линию передачи с двумя заземляющими проводниками, при этом исследуемый образец изготавливают таким образом, чтобы он полностью заполнял поперечное сечение линии. В этом случае основной модой распространения электромагнитной волны будет чистая ТЕМ-мода [59–61]. К достоинствам таких методов относится относительная простота в расчетах, поскольку значения магнитной и диэлектрической проницаемости, извлеченные из измеренных S -параметров, соответствуют истинным значениям исследуемого образца. Однако изготовить образец такой сложной формы с фиксированными размерами не всегда возможно, поэтому многие исследования посвящены измерению в полосковых линиях передачи с неполным заполнением.

В литературе представлено множество примеров измерений в полосковых линиях передачи с использованием квазистатического подхода. В работах [38,62,63] используется двухпортовая несимметричная полосковая линия (рисунок 1.6а) для измерения тензора магнитной проницаемости. Неравенство расстояний между центральным полосковым проводником и проводниками-

основаниями позволяет рассматривать такую линию как микрополосковую с основной квази-ТЕМ-модой. Для получения независимости четырех S-параметров (S_{11} , S_{12} , S_{21} , S_{22}) поперечное сечение ячейки заполняется несимметрично, с добавлением по бокам исследуемого образца дополнительных диэлектрических материалов, обладающих различными диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 . Авторы используют в качестве таких материалов воздух и TiO_2 с $\varepsilon=15.5$. Для получения связи измеренных S-параметров и компонент тензора магнитной проницаемости исследуемого образца вводят удельные параметры, характеризующие участок линии передачи с образцом: C (емкость), L (индуктивность), M («characteristic memductance»). Решая телеграфные уравнения для получения значений волновых векторов γ^+ и γ^- волн, распространяющихся в обоих направлениях, и используя теорию линий передачи, получают выражения для диагональных и недиагональных компонент тензора магнитной проницаемости:

$$\mu(\omega) = \frac{2a_1\gamma^+\gamma^-}{\mu_0\varepsilon_0\omega^2[(b_1 - a_1)(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) + 2a_1\varepsilon_f] - 2(b_1 - a_1)\gamma^+\gamma^-} \quad (4)$$

$$\kappa(\omega) = \frac{[(b_1 - a_1)\mu(\omega) + a_1](\gamma^+ - \gamma^-)}{\mu_0\varepsilon_0\omega^2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)a_1(b_1 - a_1)}. \quad (5)$$

где a_1 и b_1 – полуширина магнитного образца и полоскового проводника соответственно. Применимость этих выражений авторы ограничивают использованием частично намагниченных или насыщенных материалов в диапазоне частот от 0.13 до 6 ГГц, где может быть применимо квази-ТЕМ приближение. При этом в работах упоминается, что увеличение толщины магнитного образца уменьшает верхний частотный предел достоверности измерений компонент магнитного тензора. Область применимости квази-ТЕМ приближения авторы ограничивают сантиметровым волновым диапазоном при условии, что ширина полоскового проводника в достаточной степени превосходит по величине расстояние между полоском и нижнем проводником-основанием. В вышеупомянутых работах используется полосковая линия с отношением этих расстояний равным 5 ($W=9$ мм, $h=1.8$ мм). В этом случае

верхний частотный предел применимости квази-ТЕМ приближения ограничивается частотой 7.15 ГГц. В качестве исследуемого образца авторы использовали феррит из железоиттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) прямоугольной формы с размерами $5 \times 5 \times 1.8$ мм³, результаты измерения приведены на рисунке 1.6б.

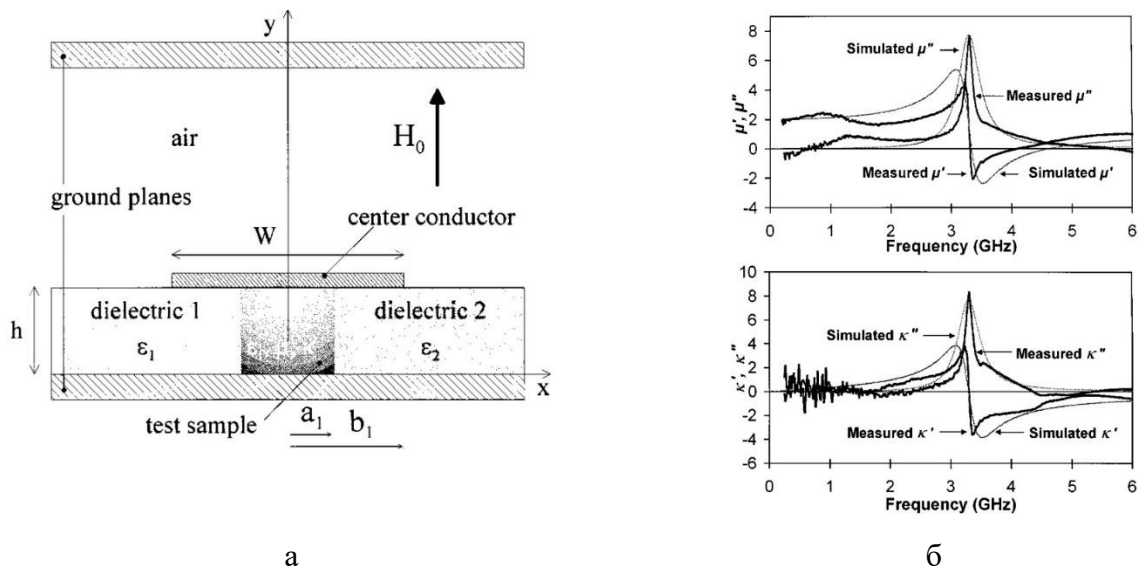
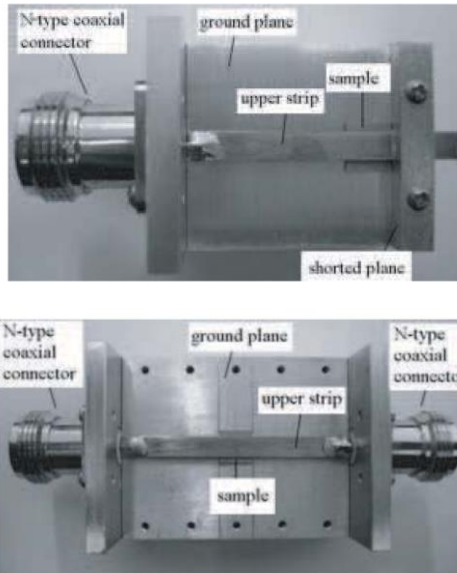
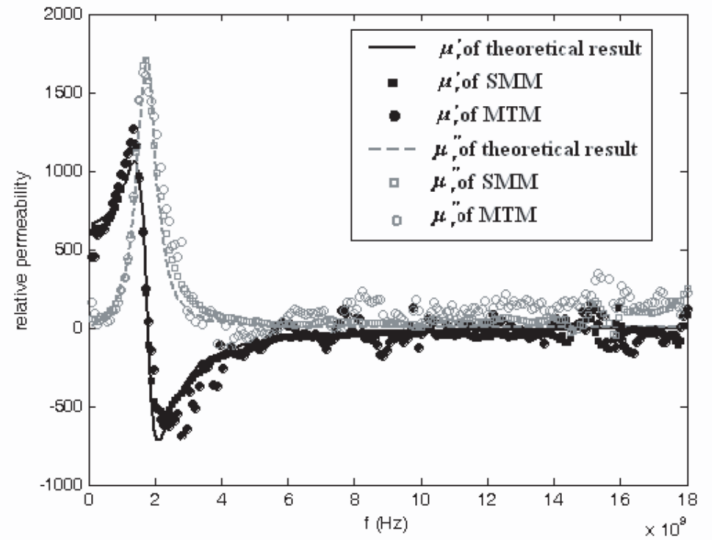


Рисунок 1.6 – (а) Поперечное сечение измерительной ячейки, содержащей исследуемый образец и диэлектрические материалы. (б) экспериментальные и теоретические частотные зависимости диагональных (сверху) и недиагональных (снизу) компонент тензора магнитной проницаемости YIG феррита в постоянном магнитном поле $H_0=1.6$ кЭ

Применение метода конформного отображения также широко распространено. Один из примеров представлен в работах [64,65], где используется два типа полосковых линий: короткозамкнутая длиной 30 мм и проходная длиной 50 мм (рисунок 1.7а). В качестве исследуемого образца выступал многослойный материал, состоящий из тонких пленок FeNi/CoFe. Размер подложки пленочного образца составлял $7 \times 7 \times 0.53$ мм³, а толщина пленок 90 нм. Результат измерения магнитной проницаемости в двух типах линий был сравнен с теоретической зависимостью, полученной с помощью уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта (рисунок 1.7б). Измерения проводились вплоть до частоты 18 ГГц, но согласование экспериментальных и теоретических зависимостей наблюдается только до 6 ГГц, также авторы пришли к выводу, что короткозамкнутая микрополосковая линия дает результат лучше, чем проходная.



а



б

Рисунок 1.7 – (а) Вид короткозамкнутой (сверху) и проходной (снизу) микрополосковых измерительных линий. (б) Теоретические (сплошная и пунктирная линии) и экспериментальные зависимости (закрашенные и пустые квадраты – измерение в короткозамкнутой микрополосковой линии (SMM), закрашенные и пустые круги - измерение в проходной микрополосковой линии (MTM))

Метод конформного отображения также используется в работе [66], где проводились измерения внутренних параметров магнитного метаматериала в закороченной микрополосковой линии. Подложка из метаматериала заполняла всю область между полосковым и заземляющим проводниками (рисунок 1.8). В качестве измерительного параметра выступал импеданс всей закороченной микрополосковой линии, который выражается как:

$$Z_{in} = Z_{0M} \sqrt{\frac{\mu_{eff}}{\epsilon_{eff}}} \tanh(jl\beta_0 \sqrt{\mu_{eff}\epsilon_{eff}}) \quad (6)$$

где l – длина короткозамкнутой микрополосковой ячейки, β_0 – волновой вектор в воздушной среде, μ_{eff} и ϵ_{eff} – эффективные магнитная и диэлектрическая проницаемости, Z_{0M} – характеристический импеданс микрополосковой ячейки при $\mu_r = \epsilon_r = 1$. Связь между эффективными и истинными значениями магнитной и диэлектрической проницаемостей выражается с помощью коэффициентов, полученных методом конформного отображения.

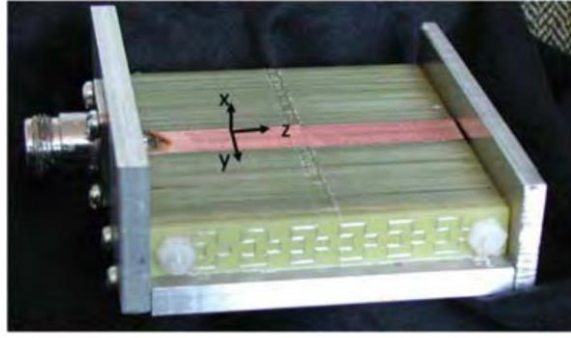


Рисунок 1.8 – Вид короткозамкнутой микрополосковой измерительной линии, заполненной подложкой из метаматериала [66]

Результат измерения комплексной магнитной проницаемости метаматериала был сравнен с численным моделированием (рисунок 1.9). На графиках серым цветом выделена область, где магнитная проницаемости меньше нуля и используемые формулы, полученные при помощи методов конформного отображения, не работают. Расхождение численного и экспериментального результата объясняется тем, что в численном расчете использовался идеальный случай бесконечного метаматериала, на который падает плоская электромагнитная волна.

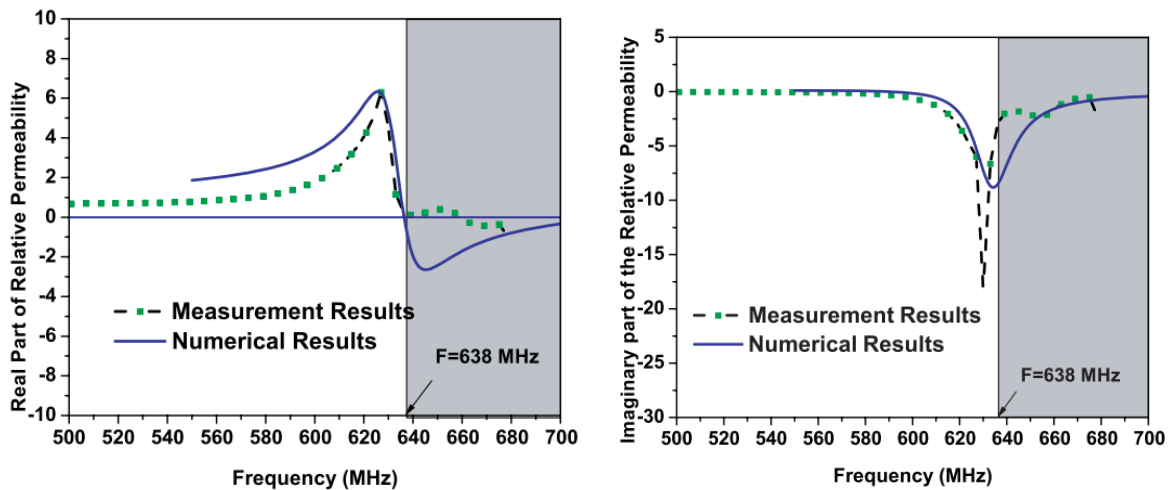


Рисунок 1.9 – Численный расчет и экспериментальные частотные зависимости действительной (слева) и мнимой (справа) магнитной проницаемости исследуемого метаматериала

Примеры использования вариационного метода для измерений магнитной проницаемости в полосковых линиях передачи можно найти в работах [67-69]. В этом методе эффективные параметры μ_{eff} и ϵ_{eff} , которые характеризуют эффективную среду, заполняющую поперечное сечение линии неоднородно,

выражаются из измеренных S-параметров двухпортовой полосковой линии. Используя квазистатический подход эффективные параметры могут быть выражены через эквивалентные удельные индуктивности и емкости линии с образцом и без него:

$$\mu_{eff} = \frac{L}{L_0} \quad \varepsilon_{eff} = \frac{C}{C_0} \quad (7)$$

Функции Грина используются для решения характеристических уравнений нагруженного образцом участка линии передачи, поперечное сечение которого представляет собой неоднородную слоистую среду, и определения значений L и C . Такая процедура позволяет рассчитать теоретические значения μ_{eff} и ε_{eff} . Затем используется итерационная процедура оптимизации для сопоставления теоретических и экспериментальных значений эффективных параметров и определения истинных параметров исследуемого образца, которые выступают в роли переменных оптимизации.

В работах [44,45] проводятся измерения магнитной проницаемости тонких магнитных пленок с использованием закороченной микрополосковой линии. Для получения внутренних параметров исследуемых образцов вычисляется волновой вектор γ в линии передачи, связь которого с измеренным коэффициентом отражения дается формулой:

$$R = R_0 e^{-2\gamma l} \quad (8)$$

где l – длина участка линии, R_0 – коэффициент отражения от короткозамыкающей плоскости, который берется равным -1. В отличие от формулы (6), здесь не учитываются переотражения внутри образца. Процедура измерения использует три коэффициента отражения: пустой линии, линии с одной подложкой или намагниченной до насыщения пленкой на подложке и линии с размагниченной пленкой на подложке. Переход от эффективных материальных параметров пленки к истинным происходит с использованием формулы:

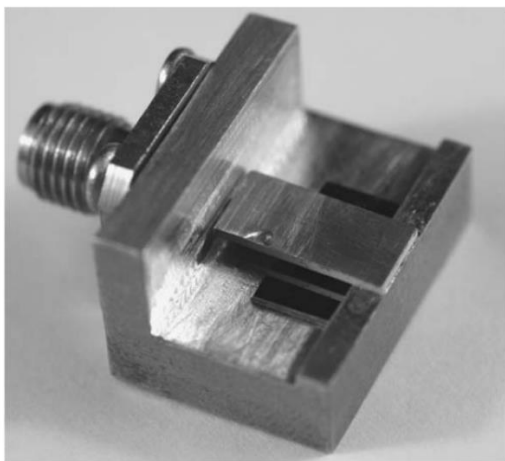
$$\mu_{film} = \frac{K}{t} (\mu_{eff} - 1) + 1 \quad (9)$$

где t – толщина исследуемой магнитной пленки, K – эмпирический поправочный коэффициент, который может быть получен путем калибровочного измерения образца с известными внутренними параметрами или корректировкой действительной части магнитной проницаемости на низких частотах значением начальной магнитной проницаемости, определяемой формулой:

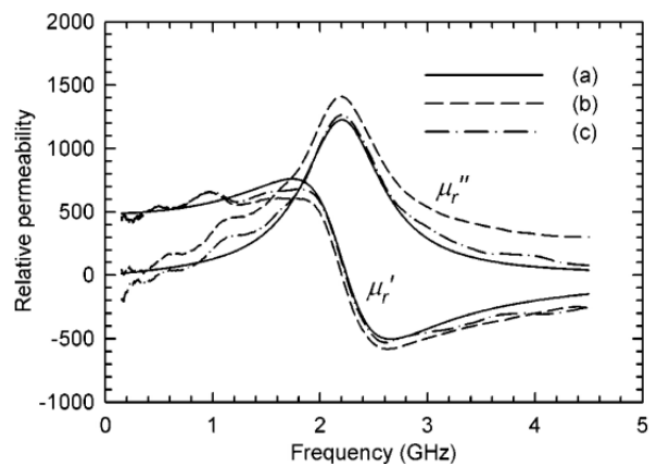
$$\mu'_{initial} = \frac{M_s}{H_a} + 1 \quad (10)$$

где M_s – намагниченность насыщения и H_a – поле анизотропии исследуемой магнитной пленки.

В обеих работах используются закороченные микрополосковые линии длиной 9 мм, которым соответствует четвертьволновой резонанс на частоте 4.5 ГГц, ограничивающий измерительный частотный диапазон сверху (рисунок 1.10а). Результат измерения в сравнении с теоретической зависимостью изображён на рисунке 1.10б, где показано, что измерение с калибровкой по пленке, намагниченной до насыщения значительно лучше согласуется с теоретической зависимостью, чем измерение с калибровкой по одной подложке без пленки. Это говорит о том, что электрические свойства пленки могут вносить существенную погрешность в результат измерения, если ими пренебречь.



а



б

Рисунок 1.10 – (а) Вид короткозамкнутой микрополосковой линии (а); (б) теоретическая (сплошные линии) и экспериментальная зависимость (пунктирные линии) магнитной проницаемости пленки FeTaN толщиной 340 нм. Обычный пунктир – измерение с калибровкой по подложке, пунктир с точкой – измерение с калибровкой по пленке, намагниченной до насыщения [45]

В работе [42] измерения также проводились в закороченной микрополосковой линии. С помощью векторного анализатора цепей измерялся импеданс всей измерительной линии, а эффективные внутренние параметры образца определялись по формуле (6). При этом связь между эффективными и истинными параметрами образца определяется с помощью аппроксимации морфологической функции на основе нескольких дополнительных измерений. В этой работе было показано, что поправочный коэффициент K в формуле (9), используемой для связи эффективных и истинных параметров, зависит от магнитной проводимости образца, т.е. произведения магнитной восприимчивости и площади поперечного сечения образца. Поэтому использование калибровочного образца, по которому определяется поправочный коэффициент, со значением магнитной проводимости отличным от значения исследуемого образца может вносить существенные погрешности.

В работах [46,70] для измерения магнитной проницаемости используется закороченная микрополосковая ячейка (рисунок 1.11а). Калибровка линии происходит по двум эталонным образцам, что позволяет определить полный набор калибровочных коэффициентов для однопортовой линии. Эффективные магнитная и диэлектрическая проницаемости участка линии с образцом вычисляются из калиброванного значения коэффициента отражения линии $R_{ист}$ с использованием формулы Френеля $R_{ист} = (Z_{ex} - 1)/(Z_{ex} + 1)$. Входной импеданс образца, лежащего на металле, вычисляется по формуле (6).

Перевод эффективных материальных параметров образца в истинные происходит с использованием формул Винера, которые могут быть получены рассмотрением поперечного сечения линии в виде слоистой среды с эквивалентными индуктивностями и емкостями. Они имеют вид:

$$\mu_{eff} = 1 + (\mu_{sample} - 1) \frac{h_{sample}}{h_{cell}}, \quad (11)$$

$$\varepsilon_{eff} = \frac{h_{cell} \varepsilon_{sample}}{h_{sample} + \varepsilon_{sample} (h_{cell} - h_{sample})}. \quad (12)$$

где μ_{eff} , ϵ_{eff} и μ_{sample} , ϵ_{sample} – эффективные и истинные значения магнитной и диэлектрической проницаемостей соответственно, h_{cell} – величина зазора в линии, h_{sample} – толщина исследуемого образца. Формулы Винера не учитывают влияние части электромагнитной волны, распространяющейся над полосковым проводником, что может вносить вклад в погрешность измерения.

Форма образцов выбирается таким образом, чтобы их длина превышала ширину полоскового проводника, а также была много больше размеров образца по двум другим направлениям, что позволяет пренебречь влиянием фактора размагничивания образца. В общем случае связь между измеренным значением магнитной проницаемости образца μ_{sample} , магнитной проницаемостью материала образца μ_{subst} и фактором размагничивания образца N выражается следующей формулой:

$$\mu_{subst} = 1 + \frac{\mu_{sample} - 1}{1 - N(\mu_{sample} - 1)} \quad (13)$$

Используемые в этих работах образцы имели толщину сравнимую с величиной зазора в измерительной линии. Было обнаружено, что погрешность измерения магнитной проницаемости по описанной выше методике преимущественно зависит от выбора калибровочных образцов. Область применимости была ограничена небольшим отличием коэффициентов отражения, исследуемого и эталонных образцов. Результат измерения образца феррита Ni-Zn размером 1x2x40 мм³ в микрополосковой ячейке по этой методике в сравнении с измерением в коаксиальной линии показан на рисунке 1.11б.

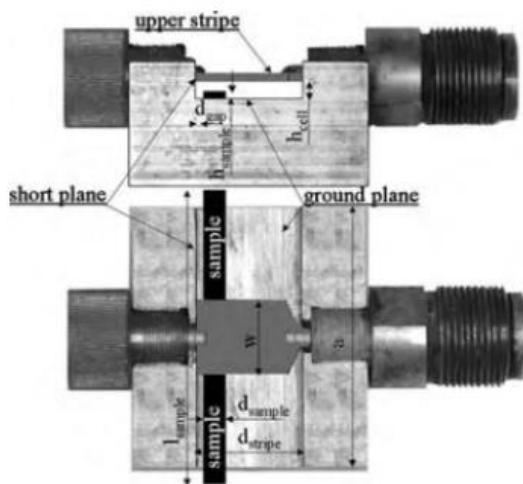
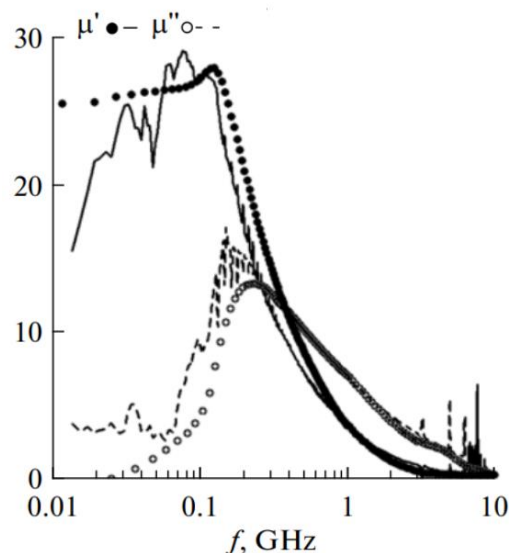


FIG. 1. Design of the strip-line measurement cell.

а



б

Рисунок 1.11 – (а) Вид закороченной микрополосковой ячейки. (б) Измеренная частотная зависимость магнитной проницаемости образца феррита Ni-Zn размером $1 \times 2 \times 40 \text{ мм}^3$ с калибровкой по двум образцам (полоска из эластомера, наполненного карбонильным железом, размером $0,5 \times 5 \times 30 \text{ мм}^3$ и полоска из алюминия размером $1 \times 5 \times 30 \text{ мм}^3$). Сплошной и пунктирной линиями представлены величины действительной и мнимой частей магнитной проницаемости, измеренные в микрополосковой ячейке [46]; Черными и светлыми точками представлены величины действительной и мнимой частей магнитной проницаемости, измеренные в стандартной коаксиальной линии $7 \times 3 \text{ мм}$ [71], для шайбы толщиной 5 мм, выточенной из образца того же феррита

Использование методов полного полевого анализа в виде спектрального подхода (spectral domain approach) для измерения магнитной проницаемости в полосковых линиях представлено в работах [34,72,73]. Этот подход учитывает гибридную природу распространяющейся моды, а в его основе лежит Фурье разложение электрического и магнитного поля. Спектральный подход может быть разделен на три этапа: 1) запись граничных условий для участка линии с образцом, позволяющих учесть толщину образца; 2) разложение плотности тока на полосковом проводнике по базисным функциям; 3) применение метода Галеркина (или метода моментов). Применение спектрального подхода позволяет вывести аналитическую функцию Грина из граничных условий в области преобразования Фурье, связывая электрическое поле с токами на полосковом проводнике. По оценке авторов, этот метод позволяет производить измерения магнитоэлектрических свойств образцов с толщинами от 0.5 мкм до 5 мм в диапазоне частот от 100 МГц до 10 ГГц с погрешностью в пределах $\pm 5\%$.

ГЛАВА 2. МОДЕЛИ И МЕТОДЫ РАСЧЁТА

2.1. Аналитический расчет

В работе рассматривается однопортовая методика измерения в которой измеряется только коэффициент отражения. Расчет коэффициента отражения от многослойной структуры обычно основан на ее входном импедансе, который определяется рекуррентной формулой [74]:

$$Z_{\text{BX}}^{j+1} = Z^{j+1} \frac{Z_{\text{BX}}^j + Z^{j+1} \text{th}(ik_{j+1}d_{j+1})}{Z^{j+1} + Z_{\text{BX}}^j \text{th}(ik_{j+1}d_{j+1})}, \quad (14)$$

где индексы j и $j+1$ указывают на два соседних слоя структуры (номер слоя возрастает от внутренних слоев к внешним по отношению к падающей электромагнитной волне); $Z^j = \sqrt{\mu_j/\varepsilon_j}$ – характеристический импеданс материала j -го слоя; $k_j = 2\pi\sqrt{\varepsilon_j\mu_j}/\lambda$ – волновое число распространяющейся в j -м слое электромагнитной волны; $d_j, \varepsilon_j = \varepsilon_j' - i\varepsilon_j''$ и $\mu_j = \mu_j' - i\mu_j''$ – толщина и комплексные материальные параметры – диэлектрическая и магнитная проницаемости материала j -го слоя, соответственно. Формула (14) соответствует случаю нормального падения плоской электромагнитной волны на структуру. Входной импеданс однослойной структуры, в которой слой толщиной d , магнитной проницаемостью μ и диэлектрической проницаемостью ε лежит на металле, будет равен:

$$Z_{\text{BX}} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \text{th}\left(i \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\varepsilon\mu}\right), \quad (15)$$

где λ – длина электромагнитной волны в свободном пространстве.

Комплексный коэффициент отражения (отношение амплитуд напряженностей электромагнитного поля отражённой и падающей волн) от слоя с входным импедансом Z_{BX} , нормированным на характеристический импеданс среды, из которой на границу падает волна, имеет вид:

$$R = \frac{Z_{\text{ВХ}} - 1}{Z_{\text{ВХ}} + 1}. \quad (16)$$

При стремлении d к бесконечности или при стремлении частоты к нулю формула (16) асимптотически приближается к значению:

$$R = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} - 1}{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} + 1}. \quad (17)$$

Диэлектрическую и магнитную проницаемость образца можно найти, измерив два комплексных значения его S-параметров, либо коэффициент отражения и коэффициент прохождения, либо их комбинацию, реализующуюся при включении образца в какую-либо переотражающую структуру. Теоретически могут быть использованы любые два измерения, что даёт множество возможностей [75]. В настоящей работе исследование ограничено измерением магнитной проницаемости, при этом диэлектрическая проницаемость исследуемых образцов предполагается известной. Стоит отметить, что при использовании очень тонких образцов по сравнению с величиной зазора полосковой линии диэлектрическая проницаемость образцов очень слабо влияет на измеряемую эффективную диэлектрическую проницаемость, которая может приближенно определена по формуле (12).

Перед проведением измерения интересующего образца необходимо провести калибровку измерительной линии. В общем случае, калибровочные процедуры основаны на использовании связи между истинным значением коэффициента отражения $R_{\text{ист}}$, измеряемого образца и измеренным значением коэффициента отражения $R_{\text{изм}}$, в который вносят свой вклад неоднородности, присущие любой линии передачи. Используя теорию графов, можно получить связь между этими величинами, которая описывается формулой Мейсона [35]:

$$R_{\text{изм}} = E_{DF} + \frac{E_{RF} R_{\text{ист}}}{1 - E_{SF} R_{\text{ист}}}. \quad (18)$$

В (18) коэффициент направленности E_{DF} характеризует отражение от эквивалентной сосредоточенной неоднородности линии и утечку сигнала на ней; E_{SF} характеризует обратное отражение от неоднородности в направлении образца с учетом затухания в тракте между ней и измеряемым образцом; E_{RF} характеризует потерю сигнала при двукратном прохождении через эквивалентную сосредоточенную неоднородность с учетом затухания в тракте между ней и измеряемым образцом. Коэффициент E_{SF} описывает зависимость отклика от частоты и включает также частотную зависимость коэффициента усиления измерительного прибора.

Для определения поправочных коэффициентов в формуле (18) в настоящей работе используются измерение коэффициента отражения пустой линии $R_{пуст}$ и коэффициентов отражения линии с двумя калибровочными образцами $R_{изм\ эт1}$, $R_{изм\ эт2}$. Истинный коэффициент отражения пустой измерительной линии принимается равным -1, что соответствует коэффициенту отражения от металлической плоскости и является аналогом эталона SHORT. При этом плоскость нулевой фазы располагается у короткозамыкающего проводника. Поэтому при расчете истинного коэффициента отражения эталонных образцов $R_{ист\ эт1}$, $R_{ист\ эт2}$ по формуле (16) необходимо учесть сдвиг фазы при помещении в линию образца:

$$R_{ист\ эт1,2} = \left(\frac{\sqrt{\frac{\mu_{этал1,2}}{\varepsilon_{этал1,2}}} th \left(i \frac{2\pi d_{этал1,2}}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_{этал1,2} \mu_{этал1,2}} \right) - 1}{\sqrt{\frac{\mu_{этал1,2}}{\varepsilon_{этал1,2}}} th \left(i \frac{2\pi d_{этал1,2}}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_{этал1,2} \mu_{этал1,2}} \right) + 1} \right) e^{i \frac{4\pi d_{этал1,2}}{\lambda}} \quad (19)$$

Значения поправочных коэффициентов Мейсона могут быть получены из системы уравнений:

$$E_{SF} = \frac{1}{R_{ист\ эт2}} \frac{\left(1 - \frac{R_{изм\ эт2} - R_{пуст} R_{ист\ эт1} + 1}{R_{изм\ эт1} - R_{пуст} R_{ист\ эт2} + 1} \right)}{\left(\frac{R_{ист\ эт1}}{R_{ист\ эт2}} - \frac{R_{изм\ эт2} - R_{пуст} R_{ист\ эт1} + 1}{R_{изм\ эт1} - R_{пуст} R_{ист\ эт2} + 1} \right)} \quad (20)$$

$$E_{RF} = (R_{изм\ эт1} - R_{пуст}) / \left(\frac{1}{1 + E_{SF}} + \frac{R_{ист\ эт1}}{1 - E_{SF} R_{ист\ эт1}} \right) \quad (21)$$

$$E_{DF} = R_{\text{пуст}} + \frac{E_{RF}}{1 + E_{SF}} \quad (22)$$

Теперь измерив коэффициент отражения исследуемого образца $R_{\text{изм}}$ можно определить его истинный коэффициент отражения по формуле:

$$R_{\text{ист}} = \frac{R_{\text{изм}} - E_{DF}}{E_{RF} + E_{SF}(R_{\text{изм}} - E_{DF})} \quad (23)$$

Уравнение для $R_{\text{ист}}$, записанное аналогично формуле (19), решается методами численной оптимизации, так как магнитная проницаемость не может быть выражена явно. Для этого был использован метод Ньютона реализованный через встроенную функцию «FindRoot» в программном пакете Mathematica.

2.2. Вариационный метод

В работе для учета неполного заполнения был применен вариационный метод. Этот метод использует приближение ТЕМ-волны и требует записи либо потенциальной функции, либо функции Грина для конкретной конфигурации линии. Эти функции обычно выводятся путем решения ряда алгебраических уравнений, полученных путем применения граничных условий на различных границах и поверхностях раздела. Далее будет изложен основной математический аппарат этого метода следуя работам [76,77].

Рассмотрим общий случай поперечного сечения полосковой линии, заполненной n магнетодиэлектрическими слоями (рис. 2.1). Толщина полоскового проводника t принимается равной нулю. Распространение волны происходит вдоль оси Oz. Неоднородно заполненный образец участка линии характеризуется эффективными магнитной $\mu_{\text{эфф}}$ и диэлектрической $\varepsilon_{\text{эфф}}$ проницаемостями, которые могут быть выражены следующим образом:

$$\mu_{\text{эфф}} = \frac{L}{L_0}, \quad \varepsilon_{\text{эфф}} = \frac{C}{C_0} \quad (24)$$

где L и C – индуктивность и емкость заполненной линии, а L_0 и C_0 соответствуют пустой линии.

Вариационное выражение для индуктивности может быть записано как:

$$L = \frac{\iint_S G_m(x, y_0; x_0, y_0) f(x) f(x_0) dx dx_0}{\left(\iint_S f(x) dx\right)^2} \quad (25)$$

здесь $f(x)$ – поверхностная плотность тока на полосковом проводнике, а функция Грина $G_m(x, y; x_0, y_0)$ имеет смысл магнитного потенциала созданного в точке (x, y) единичным током расположенным в точке (x_0, y_0) и распространяющимся вдоль оси Oz.

Предполагая распространение ТЕМ-моды, функция Грина будет удовлетворять дифференциальному уравнению Пуассона:

$$\Delta G_m(x, y; x_0, y_0) = -\mu \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \quad (26)$$

где $\delta(x - x_0)$, $\delta(y - y_0)$ – дельта функции Дирака, μ – магнитная проницаемость. Используя обозначения на рисунке 2.2 можно записать следующие граничные условия:

$$G_m(x, s_i - 0; x_0, y_0) = G_m(x, s_i + 0; x_0, y_0) \quad (27)$$

$$\frac{1}{\mu_i} \frac{d}{dy} G_m(x, s_i - 0; x_0, y_0) = \frac{1}{\mu_{i+1}} \frac{d}{dy} G_m(x, s_i + 0; x_0, y_0) \quad (28)$$

Учитывая, что нормальные компоненты магнитного поля равны нулю на краю полосковой линии ($x=0$, $x=a$), функция Грина может быть записана в следующем виде:

$$G_m(x, y; x_0, y_0) = \sum_{n=1}^{\infty} G_n(y) \sin(\beta_n x), \quad \beta_n = \frac{n\pi}{a} \quad (29)$$

Подставляя (29) в (26) и интегрируя полученное дифференциальное уравнение от $x=0$ до $x=a$ $G_n(y)$ будет удовлетворять уравнению:

$$\left(\frac{d^2}{dy^2} - \beta_n^2 \right) G_n(y) = -\frac{2\pi}{a} \sin(\beta_n x_0) \delta(y - y_0) \quad (30)$$

Используя метод «поперечной линии передачи» можно получить:

$$G_m(x, y; x_0, y_0) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n\pi Y(y_0)} \sin(\beta_n x) \sin(\beta_n x_0) \quad (31)$$

где $Y(y_0)$ – адмиттанс в плоскости $y=y_0$. Поверхностная плотность тока $f(x)$ на полосковом проводнике может быть представлена в виде:

$$\begin{cases} f(x) = \frac{1}{w} \left[1 + K \left(\frac{2}{w} \right) \left(x - \frac{a}{2} \right)^3 \right], & x \in [(a-w)/2; (a+w)/2] \\ f(x) = 0, & x \in (-\infty; (a-w)/2) \cup (-\infty; (a+w)/2) \end{cases} \quad (32)$$

Произвольная константа K определяется из условия стационарности:

$$\frac{dL}{dK} = 0 \quad (33)$$

Подставляя (18) и (17) в (11) и интегрируя получаем:

$$L = \frac{\sum_{n \text{ нечет}} \frac{T_n P_n}{Y(y_0)}}{(1 + 0.25K)^2} \quad (34)$$

где

$$T_n = (L_n + AM_n)^2 \quad (35a)$$

$$L_n = \sin(\beta_n w/2) \quad (35б)$$

$$M_n = (2/\beta_n w)^3 [3\{(\beta_n w/2)^2 - 2\} \cos(\beta_n w/2) + (\beta_n w/2)\{(\beta_n w/2)^2 - 6\} \sin(\beta_n w/2) + 6] \quad (35в)$$

$$P_n = (2/n\pi)(2/\beta_n w)^2 \quad (35г)$$

$$A = -\frac{\sum_{n \text{ нечет}} (L_n - 4M_n)L_n P_n / Y(y_0)}{\sum_{n \text{ нечет}} (L_n - 4M_n)M_n P_n / Y(y_0)} \quad (35д)$$

При заполнении образцом только одной части симметричной линии, чему соответствует конфигурация, изображенная на рисунке 2.2а, выражение для адмиттенса $Y(y_0)$ может быть записано в виде:

$$Y(y_0) = \varepsilon_0 \left(\cosh \frac{n\pi h_3}{a} + \frac{\varepsilon}{\mu} \left(\frac{\cosh \frac{n\pi h_1}{a} \cosh \frac{n\pi h_2}{a} + \frac{\varepsilon}{\mu}}{\frac{\varepsilon}{\mu} \cosh \frac{n\pi h_2}{a} + \cosh \frac{n\pi h_1}{a}} \right) \right) \quad (36)$$

При заполнении обеих частей симметричной линии образцами с одинаковыми параметрами, как изображено на рисунке 2.2б, выражение для $Y(y_0)$ будет иметь вид:

$$Y(y_0) = \varepsilon_0 \left(\tanh \frac{n\pi h_3}{2a} + \frac{\varepsilon}{\mu} \left\{ \frac{\cosh \frac{n\pi h_1}{a} \cosh \frac{n\pi h_2}{a} + \frac{\varepsilon}{\mu}}{\frac{\varepsilon}{\mu} \cosh \frac{n\pi h_2}{a} + \cosh \frac{n\pi h_1}{a}} \right\} \right) \quad (37)$$

Формула (37) позволяет учесть толщину полоскового проводника $t=h_3$, представляя его в виде двух удаленных друг от друга на расстоянии h_3 , бесконечно тонких плоских проводников. Практика показала, что при симметричном заполнении учет толщины полоскового проводника может иметь большое влияние на результат, в отличие от случая заполнения только одной части линии.

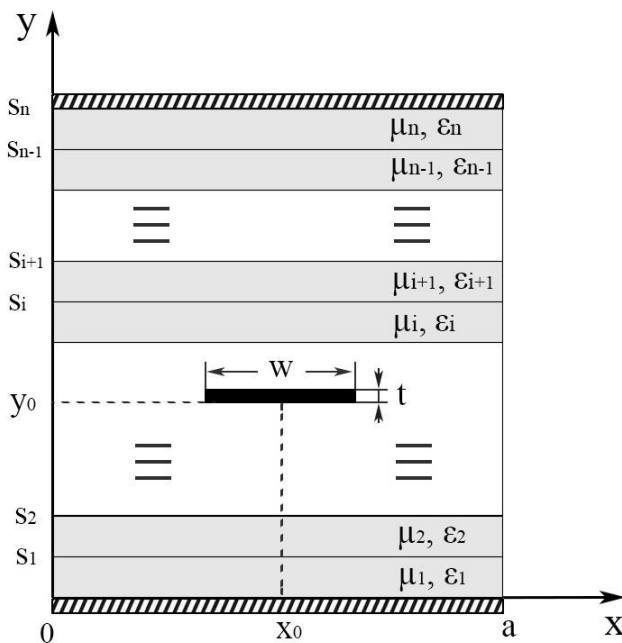


Рисунок 2.2 – Поперечное сечение полосковой линии, заполненное n магнитоэлектрическими слоями

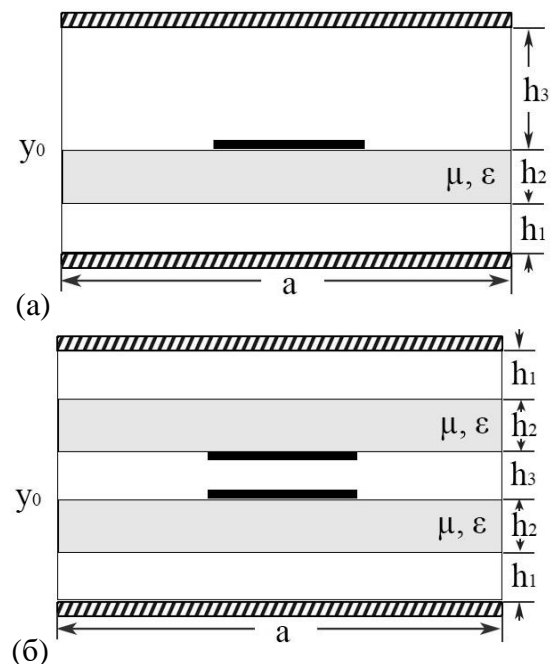


Рисунок 2.3 – Частные случаи конфигураций поперечного сечения полосковых линий

Используя уравнения (34–36) может быть определена индуктивность на единицу длины линии. Принимая магнитную проницаемость всех слоев $\mu_i=1$, те же вычисления дадут значение индуктивности пустой линии L_0 . Наконец, используя формулу (10) можно получить эффективную магнитную проницаемость заполненного участка линии. Истинная магнитная проницаемость определяется применением итерационной процедуры оптимизации. Для произвольного μ вычисляется μ_{eff} и сравнивается с

измеренным значением, затем значение μ корректируется и μ_{eff} вычисляется снова, пока не будет достигнута сходимость до заданной точности.

2.3. 3D Электромагнитное моделирование

Для решения поставленной в работе задачи было проведено численное моделирование полосковых линий при помощи программного пакета электродинамического моделирования FEKO, который позволяет рассчитывать, как коэффициент отражения от линии при различных параметрах помещенного в нее образца, так и распределение электромагнитных полей внутри линии. В работе были рассмотрены два типа полосковой линии: симметричная и микрополосковая. Вид их моделей изображен на рисунке 2.4, а параметры представлены в таблице 2. Модели полосковых линий состоят из центрального полоскового проводника, экрана (одного в случае симметричной полосковой линии и двух в случае микрополосковой), короткозамыкающего проводника, коаксиально-полоскового перехода, а также образца, обозначенного желтым цветом. Короткозамыкающий проводник должен отражать как можно большую долю электромагнитной волны в обратную сторону, поэтому в микрополосковой линии высота этого проводника должна быть в несколько раз больше величины зазора. Длина цилиндра коаксиальной части перехода для всех моделей взята равной 5 мм. В месте соединения полоскового проводника и центральной жилы коаксиальной линии центральная жила выступает на 1 мм наружу, а полосковый проводник имеет скосы на углах для лучшего согласования (рис. 2.3). Для питания линии был выбран порт «Edge port», размещенный на внешней торцевой плоскости цилиндра, выполняющего роль изолятора (в качестве материала назначен воздух).

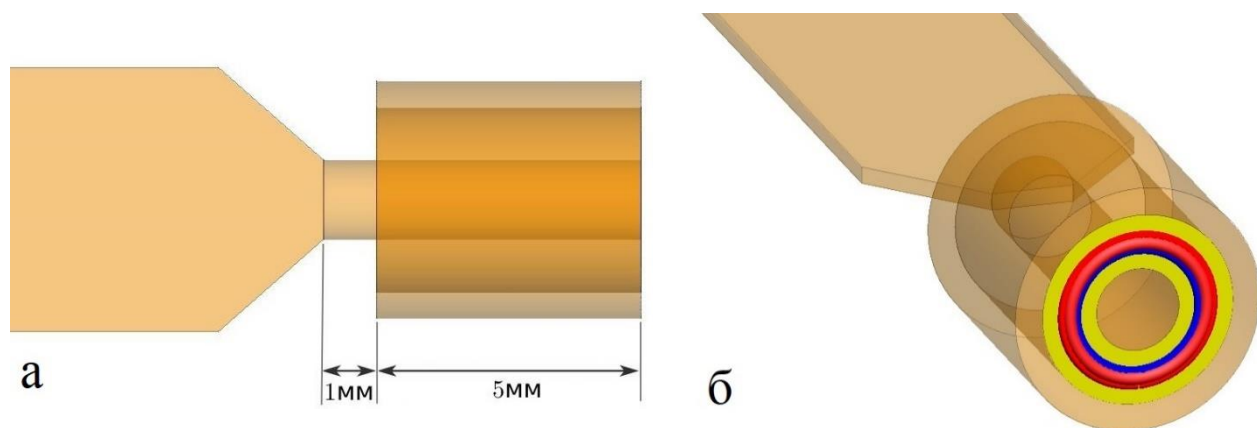


Рисунок 2.3 – а) Вид коаксиально-полоскового перехода, б) Размещение питающего порта

Таблица 2 – Параметры полосковых линий

Параметр	Симметричная полосковая линия	Микрополосковая линия
Ширина полоскового проводника w , мм	5	10
Величина зазора h_{cell} , мм	2.5	2
Толщина полоскового проводника t , мм	0.3	0.3
Длина линии L , мм	20	20
Ширина линии W , мм	50	50

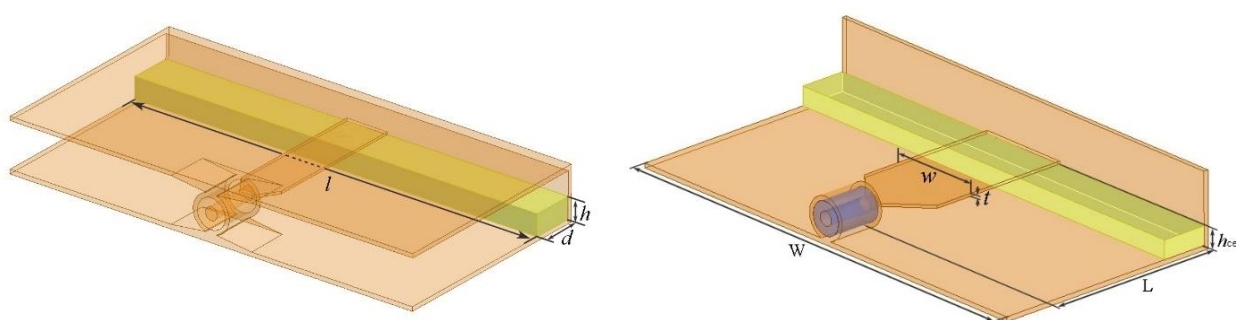


Рисунок 2.4 – Вид модели симметричной полосковой линии (слева) и микрополосковой линии (справа). Желтым цветом обозначен исследуемый образец. Обозначения геометрических размеров образца (слева) и для линий (справа) используются при дальнейшем описании результатов

Параметры линий выбраны таким образом, что их импеданс был близок к 50 Ом, что соответствует импедансу порта, размещенного на внешней кольцевой грани коаксиальной части перехода. Равенство импедансов линии и порта обеспечивает наиболее эффективную передачу электромагнитной волны в

измерительную линию с минимальным отражением и рассеянием на коаксиально-полосковом переходе. Важным этапом при расчете модели является выбор расчетной сетки, которая обеспечивала бы необходимую точность расчета. При расчете калибровочных измерений выбиралась более мелкая сетка, которая состояла в среднем из 100 – 400 тысяч элементов на всю модель, время одного расчета в этом случае составляло 30 – 90 минут. Такую сетку было решено использовать для снижения погрешности определения поправочных коэффициентов Мейсона, которая имеет постоянный вклад во все последующие измерения. Для других расчетов точность могла быть снижена.

ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Калибровка

Калибровка линии является первым этапом в процессе измерения. Для проверки работоспособности калибровки с помощью формулы Мейсона по двум калибровочным образцам были рассмотрены несколько случаев. Первым был упрощенный случай падения плоской волны на многослойную структуру, неограниченную в направлениях перпендикулярных направлению волнового вектора падающей волны. Затем были рассмотрены два типа измерительных линий: симметричная полосковая и микрополосковая, при этом заполнение образцом поперечного сечения линии происходило в одном случае однородно, в другом – неоднородно, с полным заполнением одной области между полосковым проводником и экраном. Показателем качества калибровки являлось постоянство значений калибровочных коэффициентов Мейсона при использовании широкого набора калибровочных образцов, отличающихся друг от друга значениями магнитной проницаемости или геометрическими размерами. Чем меньше меняются значения калибровочных коэффициентов при измерении калибровочных образцов, тем точнее будет определен истинный коэффициент отражения $R_{ист}$ любого исследуемого образца, на основе которого определяется магнитная проницаемость образца. Стоит отметить, что при калибровке, результаты которой представлены далее, использовался метод расчета описанный в пункте 2.1, при этом учет неоднородного заполнения не производился, так как на первом этапе было важно проверить работоспособность методики измерений, применяемой в более ранних работах [46,70].

3.1.1. Калибровка в свободном пространстве

При измерении в полосковой линии сосредоточенной неоднородностью описывается несовершенство коаксиально-полоскового перехода. Более простым аналогом сосредоточенной неоднородности может играть магнитнодиэлектрический слой, расположенный в свободном пространстве. Вид используемой модели изображен на рисунке 3.1. Для получения эффекта неограниченных слоев использовались периодические граничные условия.

Возбуждение системы происходит при помощи плоской волны. Нижний слой расположен на идеально проводящей поверхности и используется в качестве калибровочного образца.

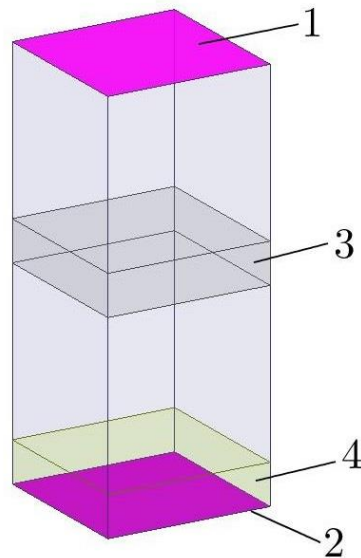


Рисунок 3.1 – Вид модели многослойной структуры в свободном пространстве. Обозначения: 1 – порт, излучающий плоскую волну, 2 – идеально проводящая плоскость, 3 – слой играющий роль сосредоточенной неоднородности, 4 – слой играющий роль калибровочного образца. На вертикальные плоскости назначены периодические граничные условия

Параметры слоя-неоднородности были выбраны следующими: толщина 1мм, $\mu=8-i1$, $\varepsilon=1000-i10$. На рисунке 3.2 показана частотная зависимость коэффициента отражения и прохождения такого слоя, полученная назначением на плоскость 2 дополнительного порта и удалением нижнего калибровочного слоя. Формула для расчета коэффициента прохождения одного слоя получается аналогично формуле (16):

$$T = \frac{4Z_1Z_2}{(Z_1 - Z_2)(Z_2 - Z_3)e^{ik_2d} + (Z_1 + Z_2)(Z_2 + Z_3)e^{-ik_2d}} \quad (38)$$

здесь Z_1, Z_2, Z_3 – характеристические импедансы среды, из которой падает волна, слоя и среды, в которую проходит волна, соответственно; k_2 – волновой вектор волны внутри слоя; d – толщина слоя. В случае если с обеих сторон слоя вакуум или воздушная среда, то характеристические импедансы Z_1 и Z_3 в свободном пространстве будут равны приблизительно 377 Ом.

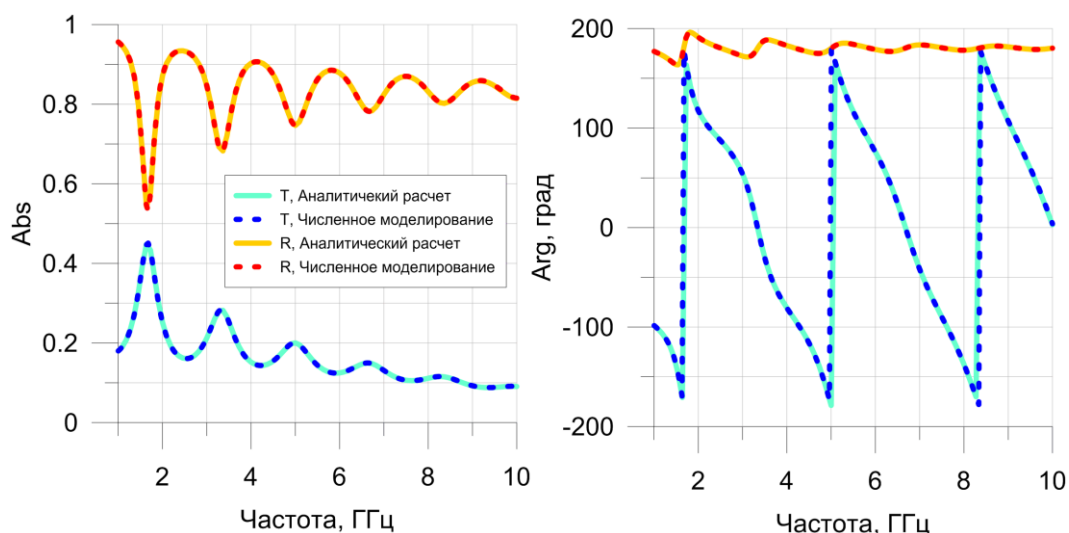


Рисунок 3.2 – Частотные зависимости модуля и аргумента коэффициента отражения и прохождения магнитодиэлектрического слоя, выполняющего роль сосредоточенной неоднородности. Красный и желтый цвет соответствует коэффициенту отражения, синий и зеленый цвет коэффициенту прохождения. Сплошные линии – аналитический расчет, пунктирные линии – численное моделирование

Из рисунка видно, что аналитический и численный расчет полностью согласуются между собой с учетом погрешности моделирования, которая сильнее проявляется при определении фазы.

Коэффициенты Мейсона, описывающие слой-неоднородность, могут быть вычислены с использованием двух разных коэффициентов отражения такой модели, где в качестве изменяемого параметра выступает магнитная или диэлектрическая проницаемость калибровочного слоя. Графики, на которых изображено значения коэффициентов Мейсона, полученные при исследовании данной модели и части последующих (рисунки 3.3–3.5 и 3.7–3.8), построены по одним принципам. У калибровочного образца (слоя) изменялась только мнимая часть магнитной проницаемости, при этом ее действительная часть, а также диэлектрическая проницаемость оставались равными значению для воздуха, который является окружающей средой в модели. Диэлектрическая проницаемость образцов принята равной единице во всех последующих результатах, если не указано обратного. Анализ результатов измерения удобнее проводить отдельно для действительной и мнимой части, а изменение мнимой части, при постоянстве действительной части, не отличающейся от значения

окружающей среды, сильнее влияет на изменение комплексного коэффициента отражения структуры. Это позволяет повысить точность численного расчета коэффициентов Мейсона. По оси абсцисс на графиках (рисунки 3.3–3.5 и 3.7–3.8) было отложено значение мнимой части магнитной проницаемости первого из пары калибровочных образцов, при этом значение для второго калибровочного образца выбиралось равным удвоенному значению первого.

Вычисление коэффициентов Мейсона, описывающих слой-неоднородность, выполнено на частоте 2.5 ГГц, где, исходя из рисунка 3.2, расположен максимум коэффициента отражения и минимум коэффициента прохождения, что может больше соответствовать влиянию коаксиально-полоскового перехода. Аналитические значения коэффициентов Мейсона выражаются через коэффициент отражения R и прохождения T слоя, рассчитанные по формулам (16) и (38), как: $E_{df} = E_{sf} = R$, $E_{rf} = T^2$. Значения этих коэффициентов обозначены на рисунке 3.3 красными горизонтальными линиями.

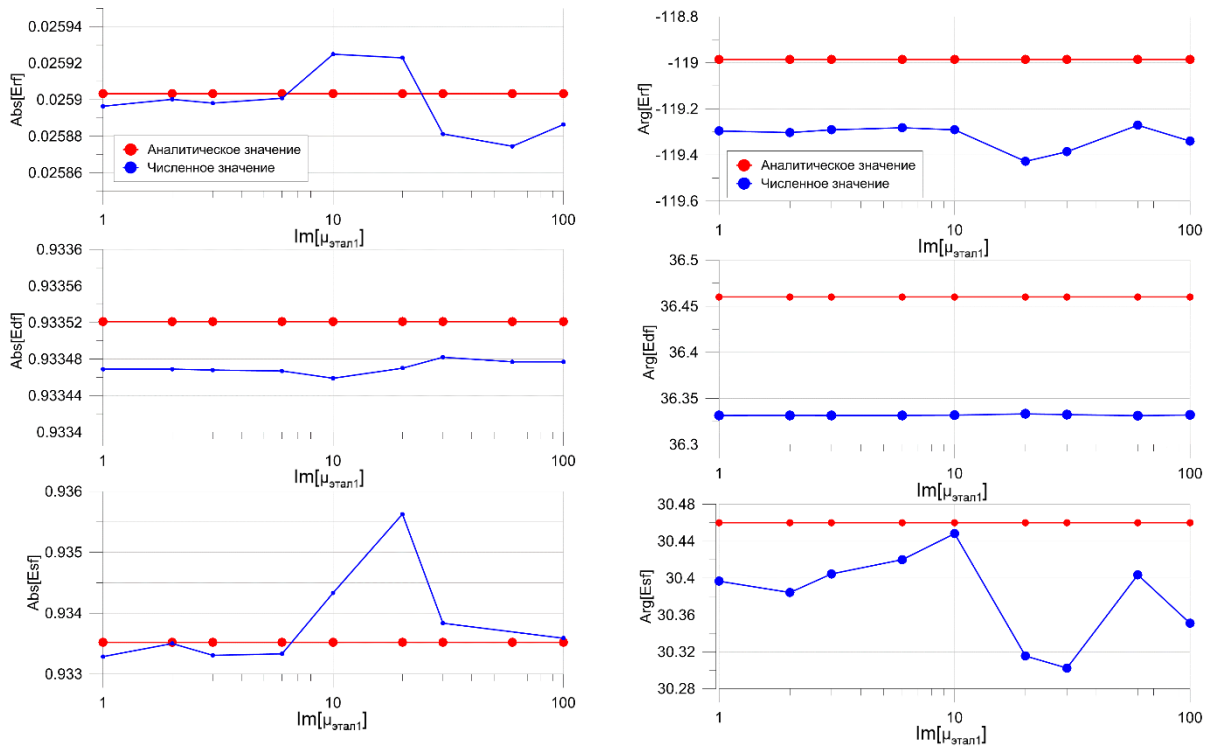


Рисунок 3.3 – Зависимость модуля (слева) и аргумента (справа) коэффициентов Мейсона от мнимой части магнитной проницаемости первого калибровочного слоя. Красная кривая – аналитический расчет, синяя кривая – численное моделирование

Как видно из рисунка 3.3, при использовании калибровочных образцов, у

которых значение мнимой части магнитной проницаемости изменялось в диапазоне от 0.1 до 200, коэффициенты Мейсона определяются с точностью до десятых долей процента, которая является следствием погрешности расчета численной модели. Высокая точность определения коэффициентов Мейсона и отсутствие зависимости их значений от параметров образца с учетом малой погрешности при использовании такой упрощенной модели дали возможность убедиться в достоверности работы используемой расчетной программы, пакета численного моделирования и методики измерения.

3.1.2. Калибровка полосковых линий при неоднородном заполнении поперечного сечения линии образцом

Следующим этапом работы стало рассмотрение калибровки микрополосковой и симметричной полосковой линий при неоднородном заполнении поперечного сечения образцом. Параметры используемых моделей линий описаны в пункте 2.3 (рисунок 2.4). Неоднородным заполнением в данном случае реализуется использованием таких образцов, толщина которых равна расстоянию между полосковым проводником и экраном ($h=h_{\text{cell}}$), что позволяет избежать применения формул Винера (11) и (12). Выбор образцов, длина l которых равна ширине линий W , с одной стороны повышает чувствительность измерений, а с другой позволяет пренебречь фактором размагничивания N , так как ширина d и толщина h образцов много меньше его длины.

Размещение в линии одного такого образца оставляет незаполненной область с противоположной стороны полоска, где распространяется часть электромагнитной волны. Однако такой случай неоднородного заполнения наиболее часто используется на практике. На рисунках 3.4 и 3.5 представлены результаты расчетов коэффициентов Мейсона для микрополосковой и симметричной полосковой линий.

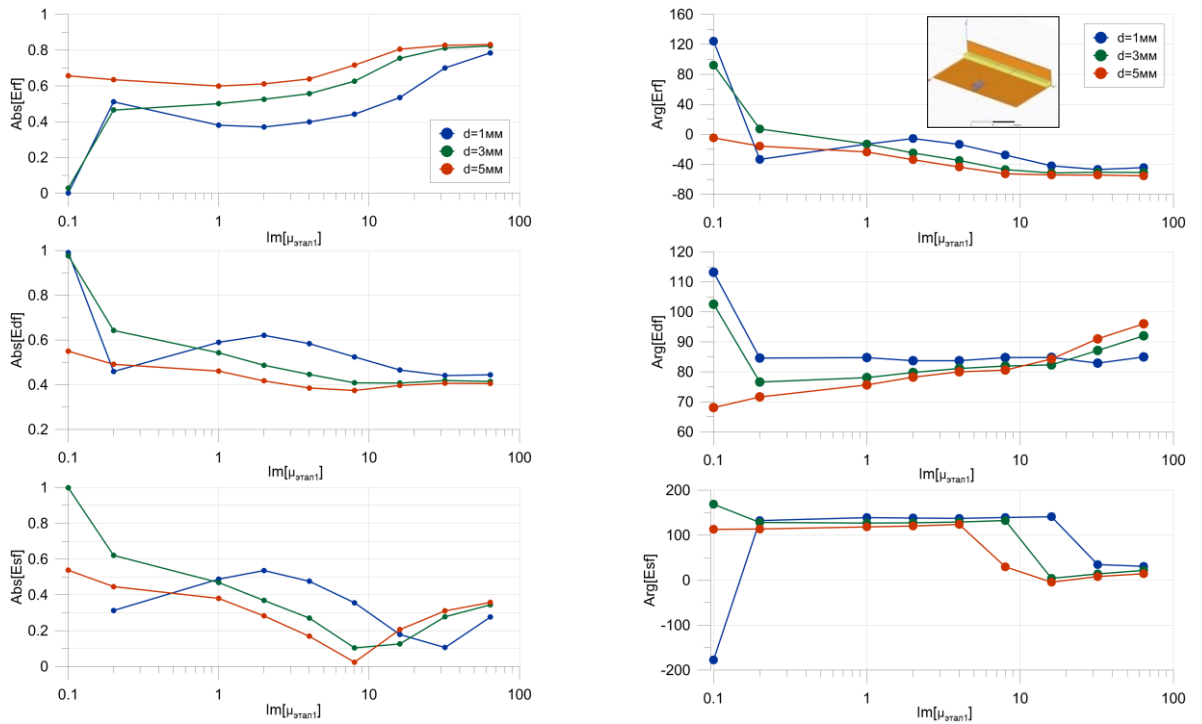


Рисунок 3.4 – Зависимость модуля (слева) и аргумента (справа) коэффициентов Мейсона микрополосковой линии при неоднородном заполнении от мнимой части магнитной проницаемости первого калибровочного образца. Разные линии соответствуют отдельным значениям ширины образца d . На врезке изображен вид модели. Частота моделирования 1 ГГц

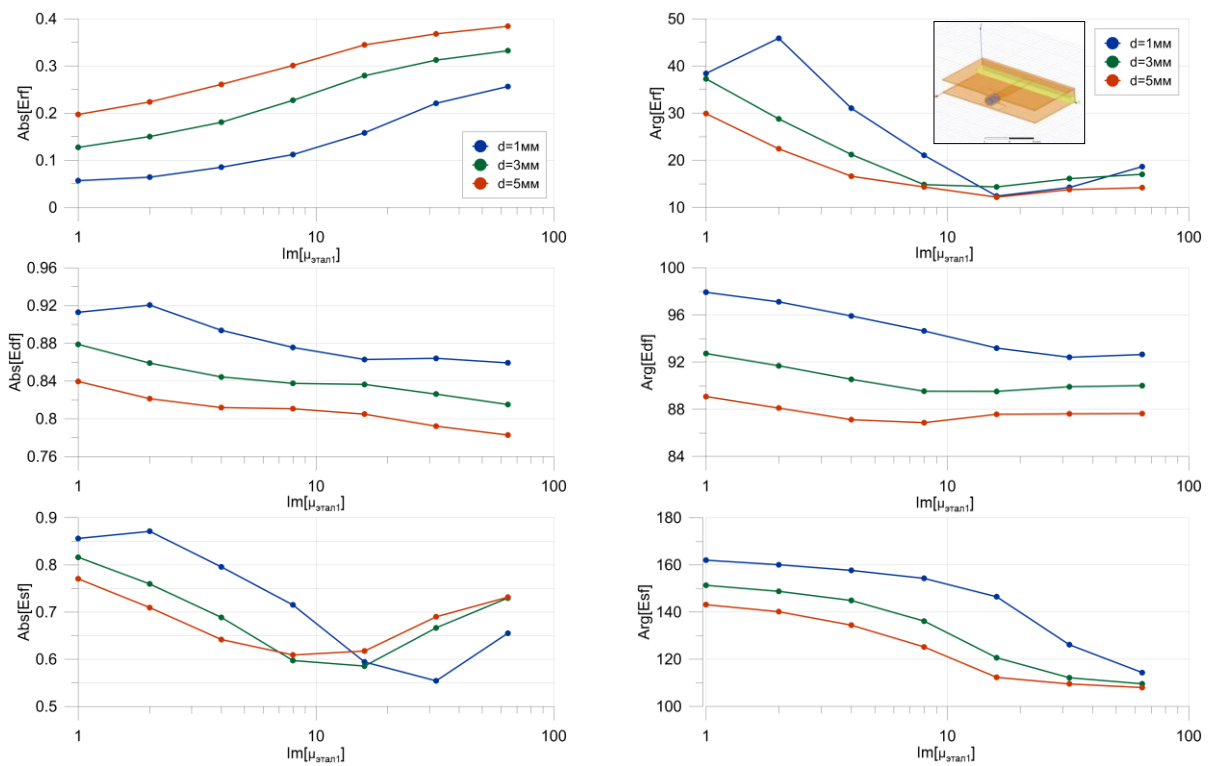


Рисунок 3.5 – Зависимость модуля (слева) и аргумента (справа) коэффициентов Мейсона симметричной полосковой линии при неоднородном заполнении от мнимой части магнитной проницаемости первого калибровочного образца. Разные линии соответствуют отдельным значениям ширины образца d . На врезке изображен вид модели. Частота моделирования 1 ГГц

Из представленных данных видно, что что в случае неоднородного заполнения коэффициенты Мейсона для разных пар калибровочных образцов могут отличаться в разы как для микрополосковой, так и для симметричной полосковой линии. Этот результат говорит о том, что калибровка при таком неоднородном заполнении может приводить к большой погрешности при отличии параметров калибровочных и исследуемых образцов. Результаты калибровок с другими частными случаями неоднородного заполнения, которые нередко встречаются на практике, приведены в Приложениях 1 и 2.

3.1.3. Калибровка полосковых линий при однородном заполнении поперечного сечения линии образцом

В данном пункте представлены результаты калибровки микрополосковой и симметричной полосковой линий при однородном заполнении их поперечного сечения. При однородном заполнении образцы покрывали всю площадь короткозамыкающего проводника, как показано на рисунке 3.6.

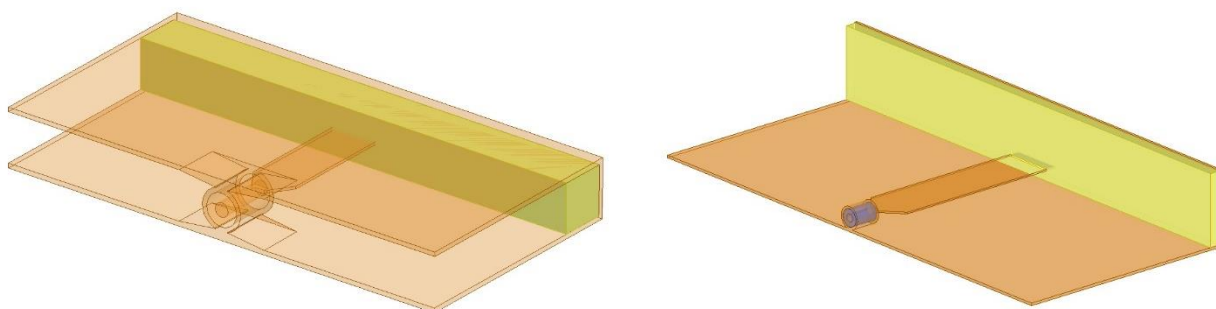


Рисунок 3.6 – Вид модели симметричной полосковой линии (слева) и микрополосковой линии (справа) при однородном заполнении их поперечного сечения образцом

Параметры симметричной полосковой линии остались неизменными, а в микрополосковой линии была увеличена площадь короткозамыкающего проводника для большего приближения к однородному заполнению. Таким образом ширина микрополосковой линии увеличилась до 100 мм, длина увеличилась до 50 мм, а высота короткозамыкающего проводника увеличилась примерно в 2 раза. На рисунках 3.7 и 3.8 представлены результаты расчетов коэффициентов Мейсона для симметричной полосковой и микрополосковой линии на частоте 1 ГГц.

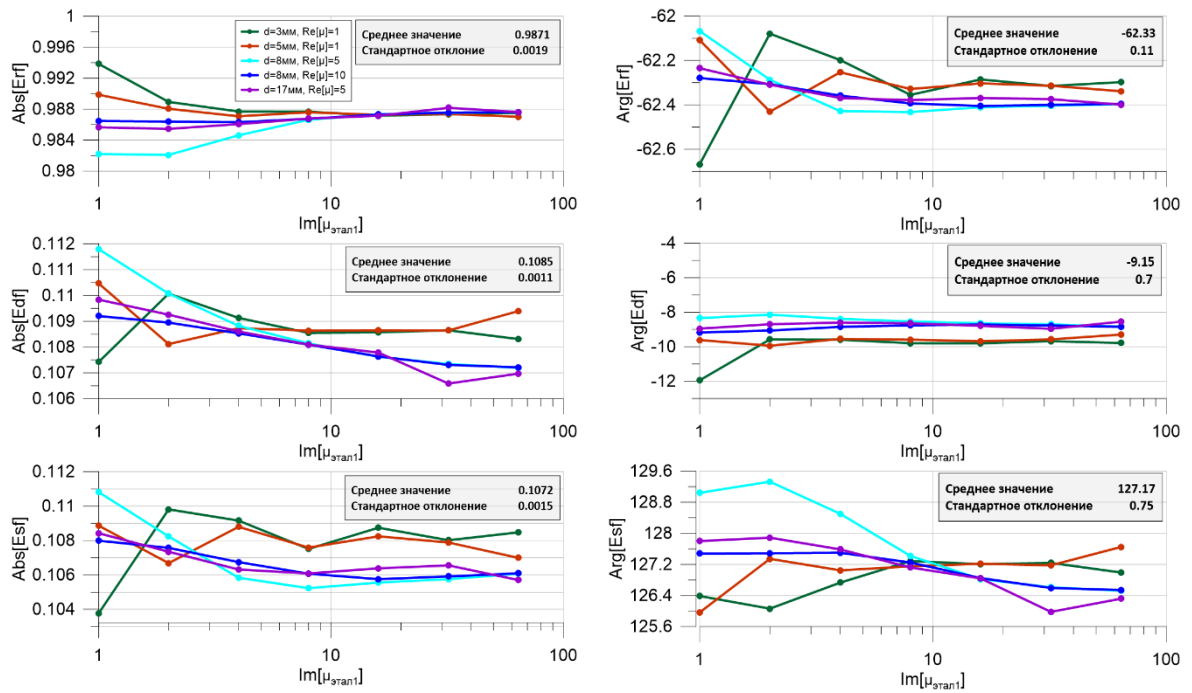


Рисунок 3.7 – Зависимость модуля (слева) и аргумента (справа) коэффициентов Мейсона симметричной полосковой линии при однородном заполнении от мнимой части магнитной проницаемости первого калибровочного образца. Разные линии соответствуют отдельным значениям ширины образца d и значению действительной части магнитной проницаемости калибровочных образцов

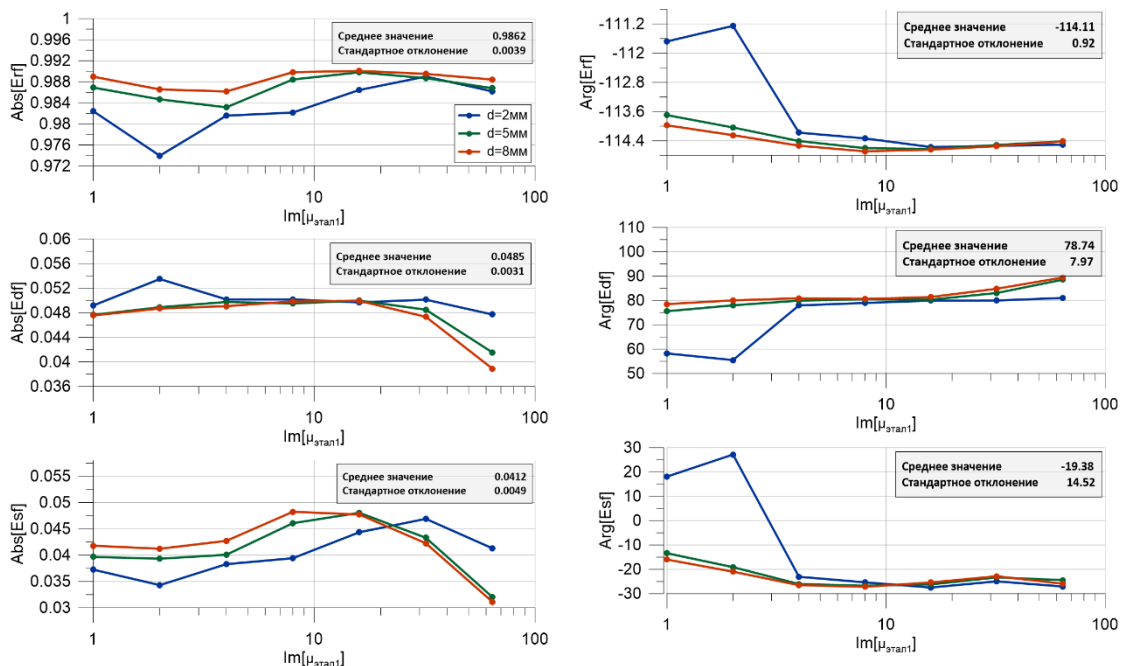


Рисунок 3.8 – Зависимость модуля (слева) и аргумента (справа) коэффициентов Мейсона микрополосковой линии при однородном заполнении от мнимой части магнитной проницаемости первого калибровочного образца. Разные линии соответствуют отдельным значениям ширины образца d

Из рисунков 3.7 и 3.8 видно, что калибровка при однородном заполнении значения коэффициентов Мейсона при использовании разных калибровочных образцов меняются очень слабо. Эти небольшие изменения обусловлены погрешностью численного расчета, которая в этом случае больше, чем при расчете системы в численном пространстве, описанном ранее, так как геометрия полосковой линии для достижения аналогичной точности требует значительно более точной расчетной сетки, точность которой ограничена используемыми компьютерными ресурсами. Большее отклонение значений коэффициентов Мейсона при расчете микрополосковой линии, чем симметричной полоской, может объясняться тем, что при отсутствии второго экрана доля энергии, излучающаяся наружу линии больше, а она может более сложным образом взаимодействовать с краевыми элементами линии. При уменьшении значения магнитной проницаемости калибровочных образцов, помещенного в измерительную линию, его коэффициент будет все меньше отличаться от коэффициента отражения пустой линии, что приводит к увеличению погрешности, что также наблюдается на представленных данных. Рассчитанные средние значения коэффициентов Мейсона были использованы в качестве калибровочных при дальнейших измерениях в этих линиях.

3.2. Измерение при однородном заполнении поперечного сечения линии образцом

В данном пункте показано влияния используемых калибровочных коэффициентов Мейсона, значения которых были получены в предыдущем пункте 3.1.3, на результат измерения магнитной проницаемости при однородном заполнении. На рисунках 3.9 и 3.10 представлены зависимости погрешности определения магнитной проницаемости образцов в симметричной полосковой и микрополосковой линиях.

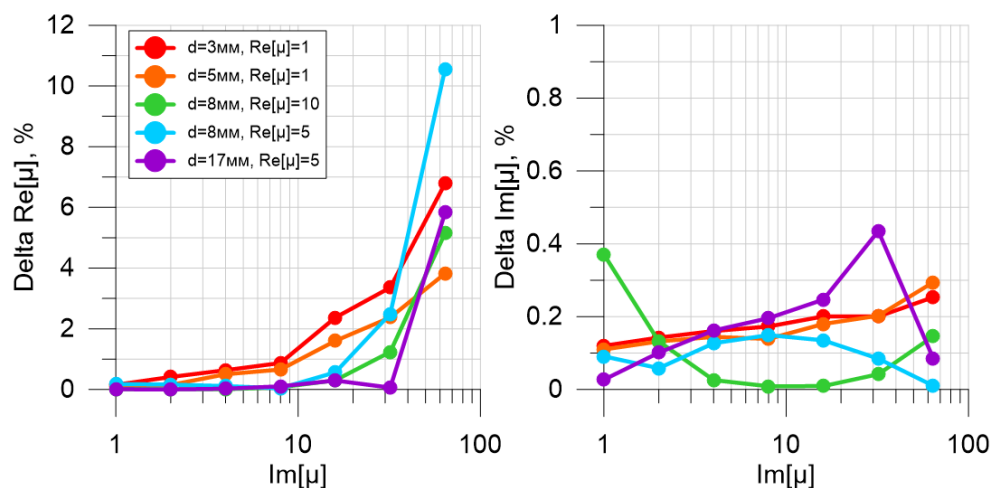


Рисунок 3.9 – Зависимость погрешности определения магнитной проницаемости образца в симметричной полосковой линии при однородном заполнении от значения мнимой части магнитной проницаемости образца. Разные линии соответствуют отдельным значениям ширины образца d и значениям действительной части магнитной проницаемости образца

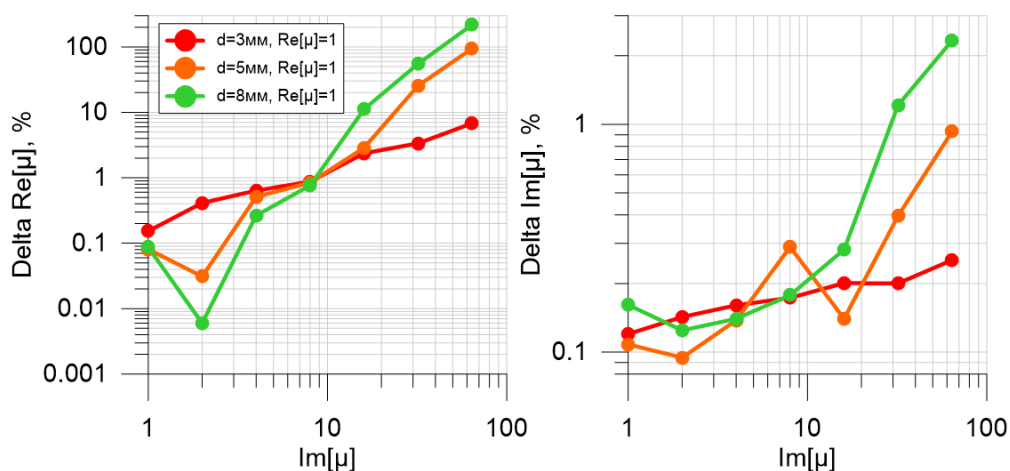


Рисунок 3.10 – Зависимость погрешности определения магнитной проницаемости образца в микрополосковой линии при однородном заполнении от значения мнимой части магнитной проницаемости образца. Разные линии соответствуют отдельным значениям ширины образца d и значениям действительной части магнитной проницаемости образца

Относительно большая погрешность определения действительной части μ в микрополосковой линии связана как с точностью определения калибровочных коэффициентов, что выражено в величине их стандартного отклонения, так и с тем, что у всех исследуемых образцов значение действительной части μ было задано равным 1, поэтому небольшое отклонение в определяемом значении приводит к большому значению погрешности, выраженной в процентах.

Результат, приведенный на рисунках 3.9 и 3.10, показывает, что калибровка симметричной полосковой линии по двум эталонам дает значительно лучший результат, чем калибровка микрополосковой линии.

3.3. Влияние исследуемого образца на искажение электромагнитного поля внутри измерительной линии

Описанная ранее методика измерения предполагает распространение основной ТЕМ-волны. Наличие продольных компонент электромагнитной волны, распространяющейся вдоль измерительной линии в области расположения образца, должно приводить к неточности в определении истинного коэффициента отражения образцов и калибровочных коэффициентов Мейсона. Для исследования этого вопроса был проведен полный полевой анализ методами численного моделирования микрополосковой и симметричной полосковой линий, представленных на рисунке 3.6. Компоненты электромагнитного поля определялись вдоль линий, расположенных вдоль полоска на середине зазора линий, со смещением от центра полоска к краю (рис. 3.11). Положение линии, идущей под центром полоска, принято за нулевое смещение (offset). На рисунке 3.12 приведены зависимости продольной компоненты электрического и магнитного поля, нормированной на векторную сумму поперечных компонент, от положения вдоль измерительной линии. Заполнение образца в одном случае однородно, в другом – неоднородно с полным заполнением зазора линии. Магнитная проницаемость образца равна $\mu=1-i10$, его ширина $d=5$ мм. Численное моделирование производилось на частоте 1 ГГц.

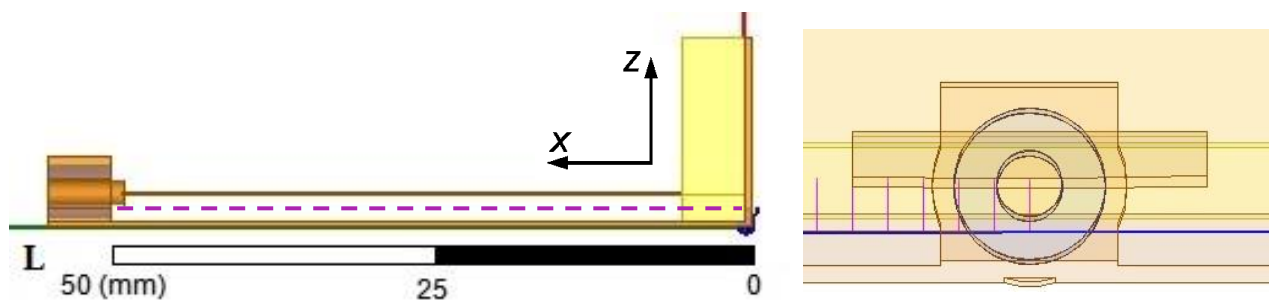


Рисунок 3.11 – Расположение линий (выделенных фиолетовым), вдоль которых определялись компоненты электромагнитного поля. Линии расположены на середине высоты зазора между полосковым проводником и экраном. Вид сбоку (слева), вид со стороны коаксиально-полоскового перехода (справа)

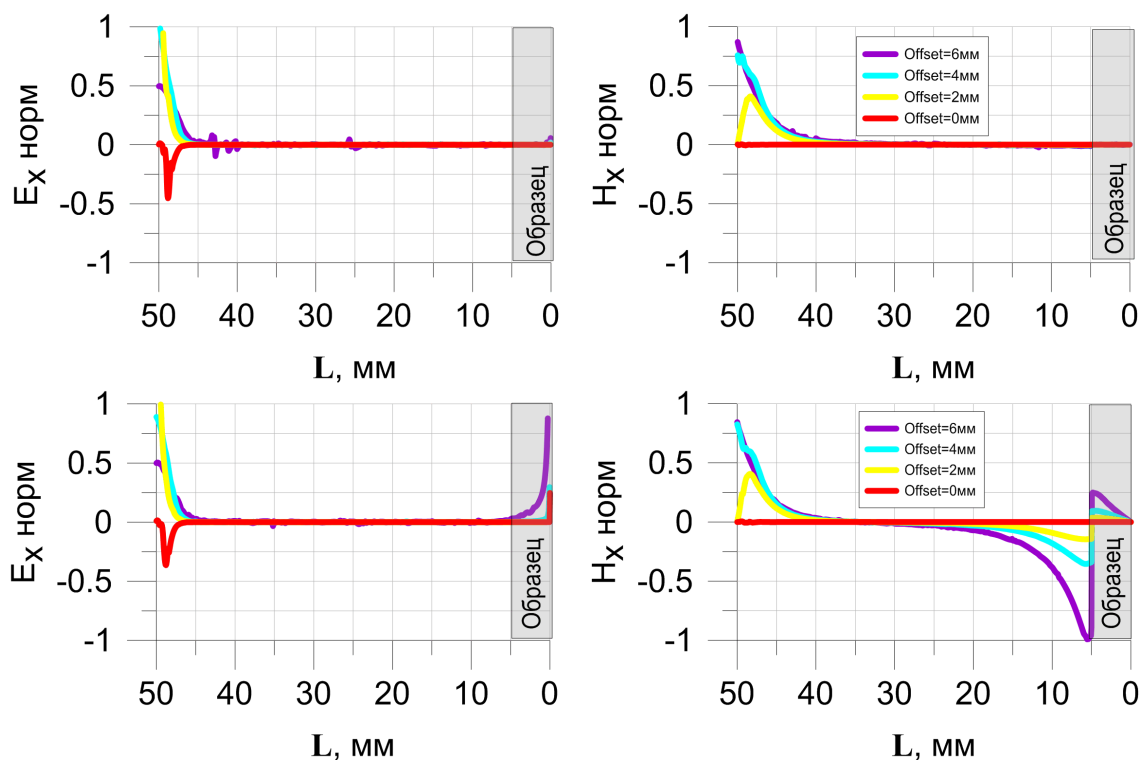


Рисунок 3.12 – Распределение нормированных продольных E_x и H_x компонент поля вдоль микрополосковой линии передачи на высоте половине высоты зазора, при разном смещении от центра полоскового проводника. Верхние графики соответствуют однородному заполнению линии, нижние – неоднородному заполнению. Магнитная проницаемость образца $\mu=1-i10$

Наличие большой по амплитуде продольной компоненты электромагнитной волны на участке $L=50-40$ мм соответствует области коаксиально-полоскового перехода, где волна переходит из одной моды в другую, что сопровождается рассеянием на неоднородностях и образованием затухающих высших мод. В случае однородного заполнения поперечного сечения полосковой измерительной линии в области образца отсутствуют продольные компоненты электромагнитного поля. Если образец заполняет только одну область под полосковым проводником, то на границе с образцом возникают продольные компоненты электромагнитной волны. Величина этих компонент возрастает при удалении от центра полоска к краю и может достигать до величин, сопоставимых с векторной суммой поперечных компонент волны, что приводит к возникновению погрешности при использовании приближения ТЕМ-моды. Аналогичные зависимости для образца с другой магнитной проницаемостью $\mu=10-i0$ приведены на рисунке 3.13.

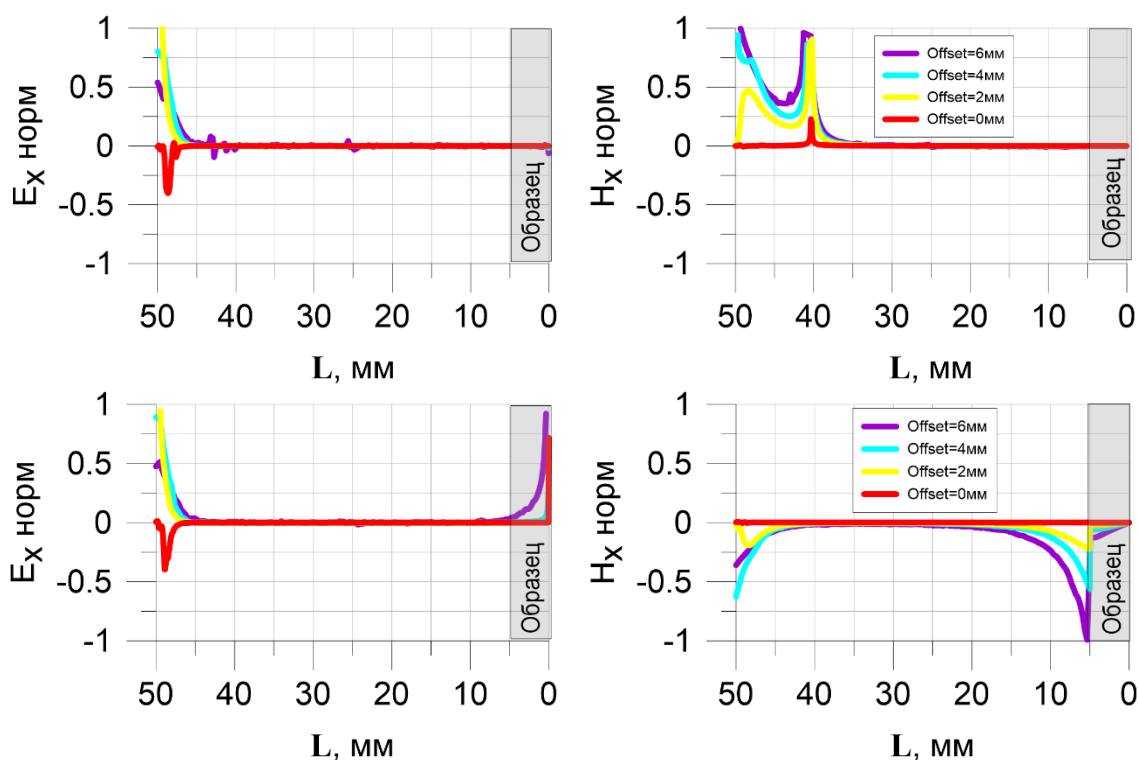


Рисунок 3.13 – Распределение нормированных продольных E_x и H_x компонент поля вдоль микрополосковой линии передачи на высоте половины величины зазора, при разном смещении от центра полоскового проводника. Верхние графики соответствуют однородному заполнению линии, нижние – неоднородному заполнению. Магнитная проницаемость образца $\mu=10-i0$

Из рисунков 3.12 и 3.13 видно, что величина продольных компонент магнитного поля зависит от магнитной проницаемости образца, при этом отличается направление продольных компонент внутри образцов с магнитными проницаемостями $\mu=10-i0$ и $\mu=1-i10$. Максимальное значение амплитуды продольных компонент магнитного поля наблюдается на границе с образцом, что также показано в Приложении 3 для образцов разной ширины.

3.3.1. Влияние коаксиально-полоскового перехода

Для проверки влияния неоднородных полей, возбуждаемых на коаксиально-полосковом переходе, была смоделирована микрополосковая линия длиной с большей длиной $L=22$ см на частоте 3 ГГц, что соответствует длине волны в 10 см. Таким образом длина линии превышает величину двух длин волн и не удовлетворяет условию возникновения резонанса. Полосковый проводник имел ширину 10 мм, а образец имел следующие геометрические размеры: $d=20$ мм, $l=8$ мм, $h=2$ мм. На рисунке 3.14 представлено распределение

нормированных продольных компонент электромагнитного поля E_x и H_x вдоль микрополосковой линии передачи на высоте половины зазора со смещением от центра (Offset) на 4 мм при разных значениях мнимой части магнитной проницаемости образца (действительная часть зафиксирована на значении равном 1).

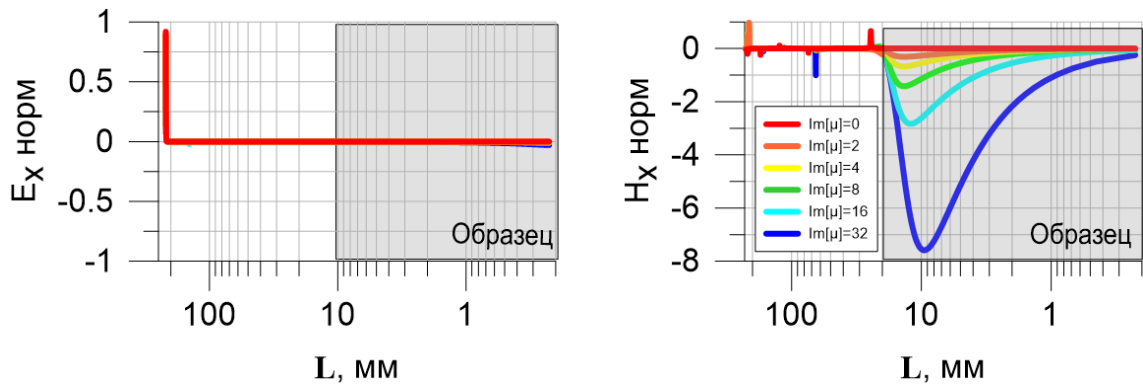


Рисунок 3.14 – Распределение нормированных продольных E_x и H_x компонент поля вдоль микрополосковой линии передачи на высоте половины величины зазора при смещении от центра полоскового проводника на 4 мм при разных значениях мнимой части магнитной проницаемости образца

Из рисунка 3.14 видно, что возникновение продольных компонент обусловлено параметрами исследуемого образца, заполняющего измерительную линию неоднородно. При этом удаленность расположения образца от коаксиально-полоскового перехода не позволяет избежать их возникновения.

С другой стороны, при расположении образца, заполняющего симметричную полосковую линию однородно, таким образом, что его часть попадает в область влияния неоднородных полей, возбуждаемых на коаксиально-полосковом переходе, продольные компоненты в образце быстро затухают, а сам образец не вносит дополнительного искажения электромагнитной волны. На рисунке 3.15 представлено распределение продольных компонент вдоль симметричной полосковой линии при однородном заполнении образцом шириной $d=17$ мм, что является максимальным значением при данной конструкции полоскового проводника, у которого имеются на конце небольшие скосы для лучшего согласования с коаксиальным разъёмом. Магнитная проницаемость образца равнялась $\mu=5-i4$.

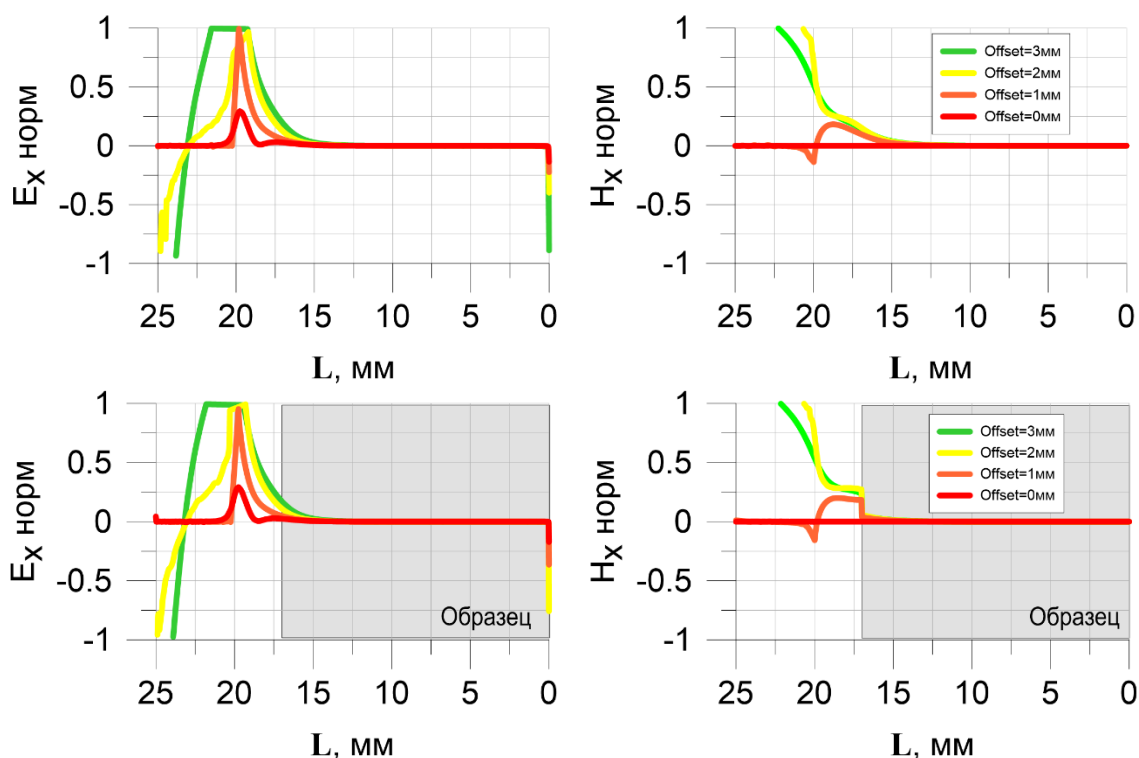


Рисунок 3.15 – Распределение нормированных продольных E_x и H_x компонент поля вдоль симметричной полосковой линии передачи на высоте половине высоты зазора, при разном смещении от центра полоскового проводника. Верхние графики соответствуют пустой линии, нижние – линии, однородно заполненной образцом шириной $d=17$ мм. Магнитная проницаемость образца $\mu = 5-i4$

Использование такого образца в качестве калибровочного (Рис. 3.7) показало, что наличие небольшой продольной компоненты ЭМ поля в области передней плоскости образца не повлияло на значения коэффициентов Мейсона. Из рисунка 3.15 видно, что продольная компонента резко затухла в начале образца. Использование при калибровке пары образцов разной толщины, один из которых попадает в область влияния неоднородного поля коаксиально-полоскового перехода, а другой нет, также не приводит к увеличению погрешности. Объяснение этому может состоять в том, что при однородном заполнении на все образцы всегда падает одинаковая волна, в которой продольные компоненты затухают либо в пустой линии до образца, либо в самом образце. Сам образец при этом не вносит вклад в образование продольных компонент, которые лишь затухают в нем. Таким образом, нежелательное влияние продольных компонент устраняется калибровкой по эталонным образцам.

3.3.2. Распределение электромагнитного поля внутри симметричной полосковой линии

Знание о распределении электромагнитных полей внутри измерительной линии позволяет судить о том, где сконцентрирована основная часть электромагнитного поля, насколько оно однородно и, следовательно, где следует размещать исследуемые образцы для повышения чувствительности измерений. На рисунке 3.16 представлено распределение амплитуды электрического E (слева) и магнитного поля H (справа) в плоскости поперечного сечения симметричной полосковой линии.

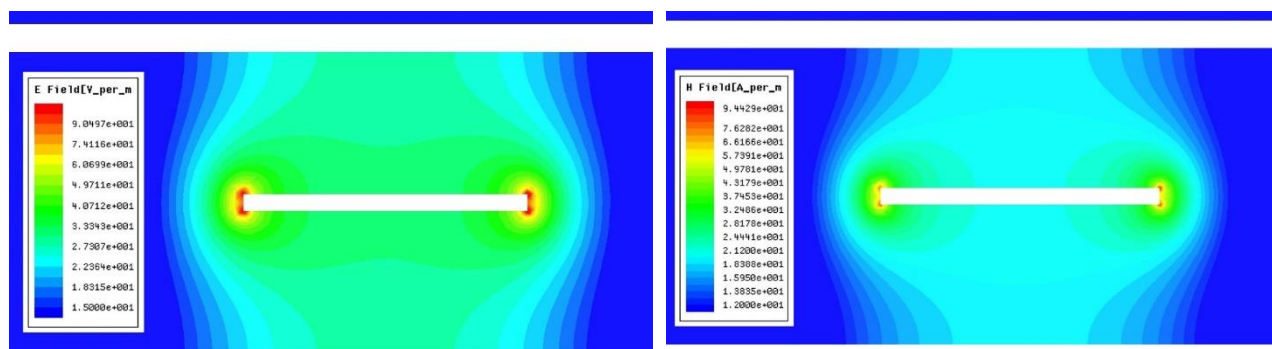


Рисунок 3.16 – Распределение амплитуды электрического E (слева) и магнитного поля H (справа) в плоскости поперечного сечения симметричной полосковой линии. Белые области соответствуют расположению проводящих элементов линии

Данные, представленные на рисунке 3.16 позволяют говорить о том, что электромагнитное поле сконцентрировано вблизи полоскового проводника и убывает при удалении от него. Поэтому для повышения чувствительности измерения тонких образцов было решено располагать их вплотную к полосковому проводнику. Распределение электромагнитного поля в плоскости, проходящей вдоль симметричной полосковой линии представлено в Приложении 4.

3.3.3. Характеризация электромагнитного поля внутри объёма образца

В этом пункте представлен результат исследования влияния толщины исследуемого образца h на степень искажения поперечной волны внутри симметричной полосковой линии. Для этого в 3d-модели на поверхности образца было рассчитано отношение модуля продольной компоненты магнитного поля к

векторной сумме поперечных компонент. Результаты для образцов, размещенных только с одной стороны полоскового проводника, при заданном значении магнитной проницаемости образца $\mu=10-i0$ и $\mu=1-i10$, представлены на рисунках 3.17 и 3.18. Толщина образцов h варьировалась от 0.1 мм до 2.5 мм (при величине зазора $h_{\text{cell}}=2.5$ мм), а ширина $d=10$ мм оставалась неизменной.

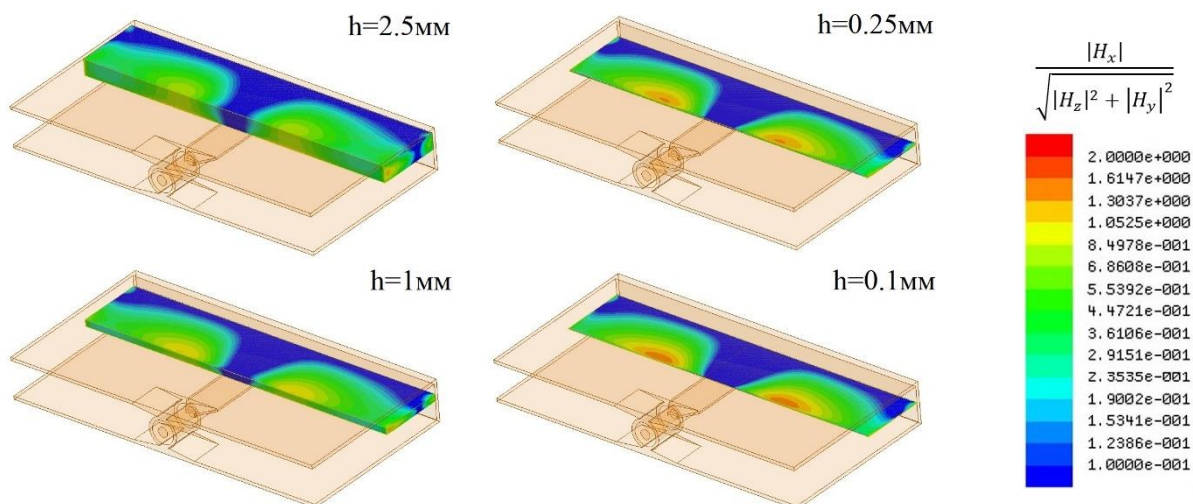


Рисунок 3.17 – Распределение величины отношения модуля продольной компоненты магнитного поля к векторной сумме поперечных на поверхности образца. На подписях над рисунками представлено значение толщины образца h . Магнитная проницаемость образцов равна $\mu=10-i0$

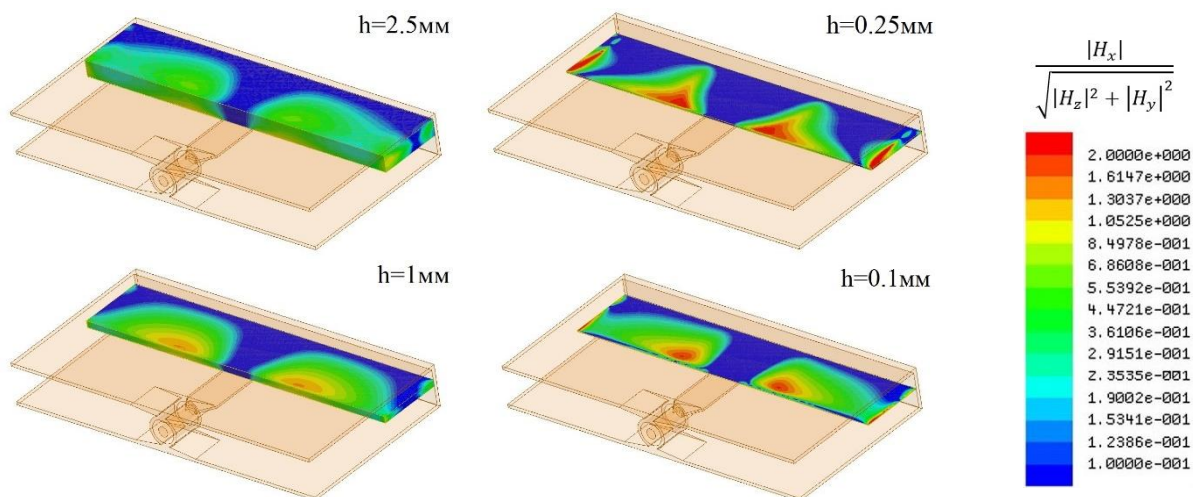


Рисунок 3.18 – Распределение величины отношения модуля продольной компоненты магнитного поля к векторной сумме поперечных на поверхности образца. На подписях над рисунками представлено значение толщины образца h . Магнитная проницаемость образцов равна $\mu=1-i10$

Из рисунков 3.17 и 3.18 видно, что области с большой долей продольных компонент (начиная с зеленого цвета) занимают значительную часть объема образца и имеют минимальное значение над полосковым проводником. При этом

размер этих областей и их расположение остается почти неизменным для образцов разной толщины, имеющих как исключительно действительную магнитную проницаемость $\mu=10-i0$, так и исключительно мнимую $\mu=1-i10$.

При симметричном заполнении образцами обеих сторон симметричной полосковой линии, так что оба образца вплотную прижаты к центральному полосковому проводнику, наблюдается иная ситуация. Соответствующий результат приведен на рисунке 3.19.

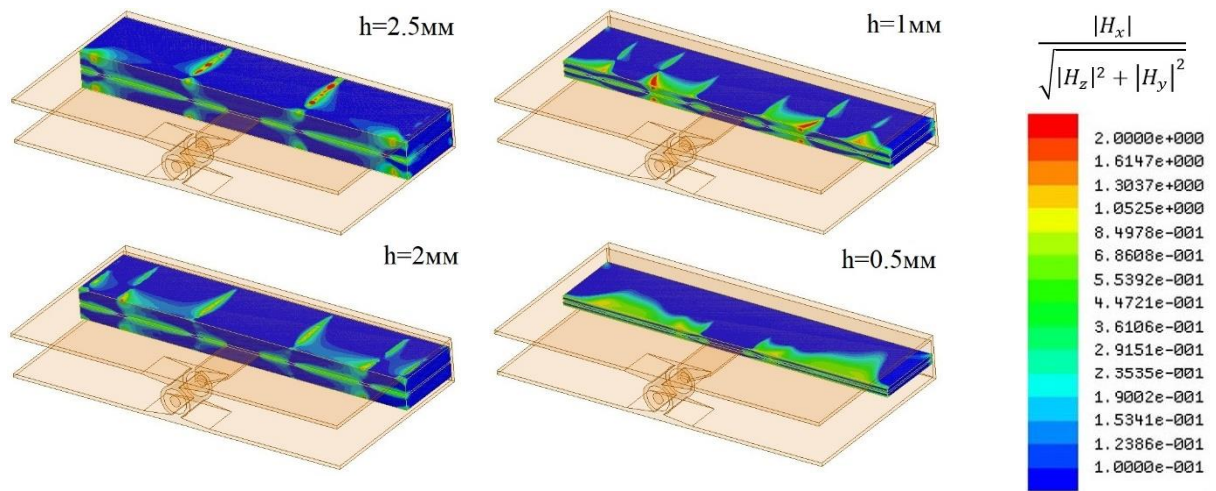


Рисунок 3.19 – Распределение величины отношения модуля продольной компоненты магнитного поля к векторной сумме поперечных на поверхности образца. Магнитная проницаемость образцов равна $\mu=1-i10$

Как можно заметить, областей со значительной долей продольных компонент стало значительно меньше. При этом на образцах толщиной порядка 1–2.5 мм эти области располагаются вдоль узких линий, расстояние между которыми уменьшается при уменьшении толщины образцов. На образцах толщиной меньше 1 мм эти линии размываются и сливаются.

Для численной оценки эффективной доли продольной компоненты была вычислена величина равная отношению интеграла модуля продольной компоненты магнитного поля по объему образца к интегралу векторной модуля векторной суммы поперечных компонент по объему образца по формуле (39). Полученный результат представлен на рисунке 3.20.

$$A = \frac{\int |H_x| dV}{\int \sqrt{|H_z|^2 + |H_y|^2} dV} \quad (39)$$

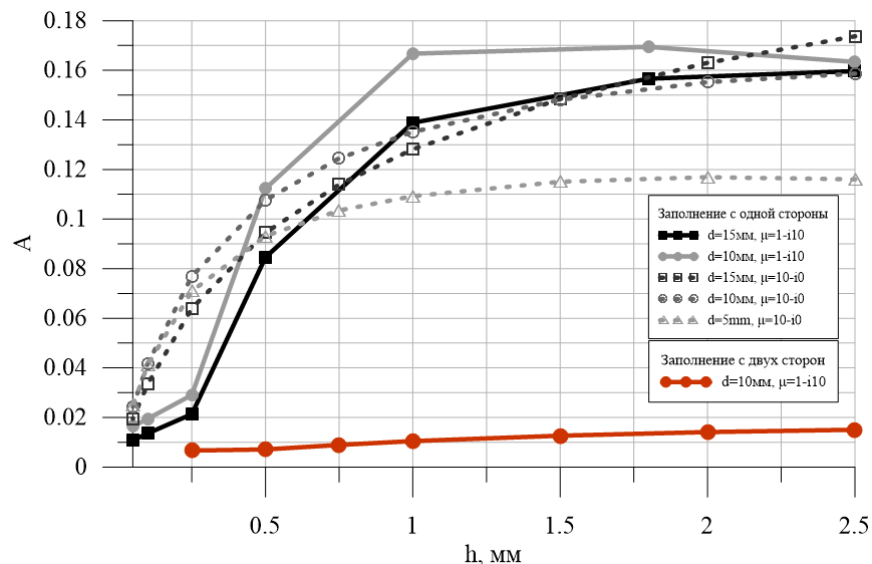


Рисунок 3.20 – Зависимость отношения интеграла модуля продольной компоненты магнитного поля к интегралу векторной суммы модуля поперечных компонент по объему образца от высоты образца h . Разные линии соответствуют отдельным значениям ширины образца d и значениям действительной части магнитной проницаемости образца

Из рисунка видно, что при заполнении с одной стороны образцами толщиной h более 1 мм значение отношения интегралов меняется слабо и находится в пределах значений 0.12-0.16. При уменьшении высоты ниже 1 мм наблюдается резкое снижение, достигающее значения порядка 0.02 при толщине $h=0.05$ мм. В случае заполнения с двух сторон отношение интегралов не превосходит 0.02 на протяжении всего диапазона толщин образцов. Отношение интегралов, характеризующее долю продольных компонент, зависит от магнитной проницаемости образца, что более подробно показано в Приложении 5. Было также показано, что при размещении образца в области ограниченной шириной полоскового проводника линии не приводит к существенному снижению значения отношения интегралов (см. Приложение 6). Полученный результат говорит о том, что при заполнении только одной стороны полосковой линии образцы толщиной порядка одного миллиметра и более могут существенно исказить распространяющуюся в линии поперечную волну. При уменьшении толщины образцов ниже миллиметра наблюдается довольно быстрый спад доли продольных компонент электромагнитной волны, что способствует уменьшению погрешности измерения. С другой стороны, при симметричном заполнении двух сторон полосковой линии образцами любой

толщины доля продольных незначительна, что позволяет использовать ТЕМ приближение.

3.4. Применение вариационного метода

При неоднородном заполнении поперечного сечения линии значение магнитной проницаемости, полученное на основе измеренного коэффициента отражения будет отличаться от фактической магнитной проницаемости образца. Измеренное значение магнитной проницаемости, характеризующее неоднородно заполненное поперечное сечение линии, называется также эффективным значением магнитной проницаемости. Для связи эффективного и фактического значений магнитной проницаемости был использован вариационный метод, описанный в пункте 2.2.

На рисунке 3.21 и 3.22 представлены зависимости эффективной магнитной проницаемости, полученной из моделирования от толщины образцов при заполнении с одной стороны симметричной полосковой линии в сравнении с аналитическим расчетом, полученным с применением вариационного метода. В одном случае фактическая магнитная проницаемость образцов была равна $\mu = 10 - i0$ (рис. 3.21), в другом случае — $\mu = 1 - i10$ (рис. 3.22).

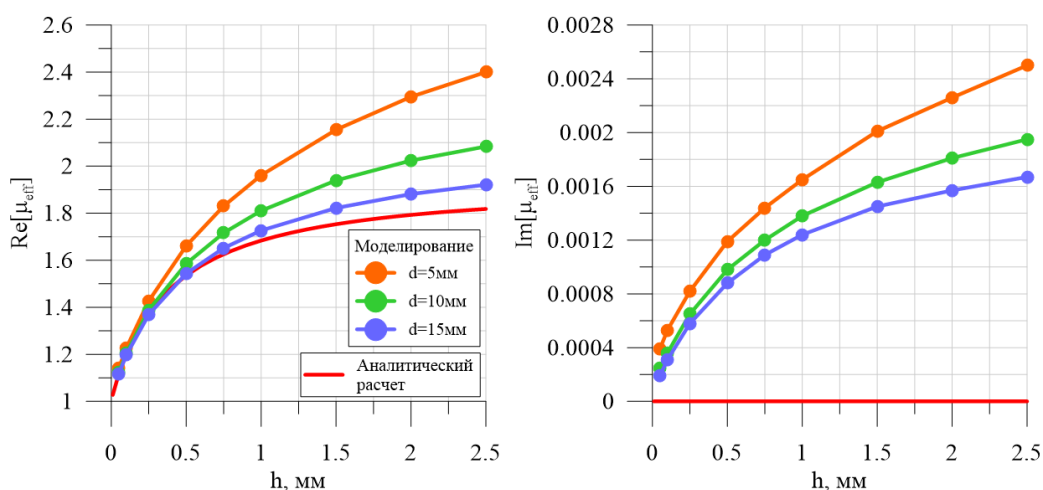


Рисунок 3.21 – Зависимость действительной (слева) и мнимой (справа) частей эффективной магнитной проницаемости от толщины образца h . Красная линия соответствует расчёту вариационным методом, остальные кривые соответствуют результату моделирования с образцами разной ширины d . Фактическая магнитная проницаемости образцов $\mu = 10 - i0$

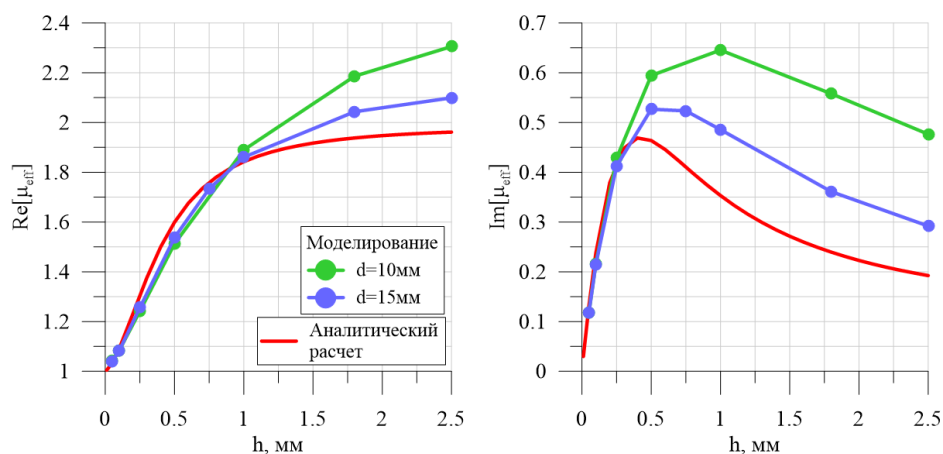


Рисунок 3.22 – Зависимость действительной (слева) и мнимой (справа) частей эффективной магнитной проницаемости от высоты образца. Красная линия соответствует расчёту вариационным методом, остальные кривые соответствуют результату моделирования с образцами разной ширины d . Фактическая магнитная проницаемость образцов $\mu=1-i10$

Из рисунков видно, что при изменении длины исследуемого образца вдоль волнового вектора его измеренная эффективная магнитная проницаемость также изменяется, причем с увеличением толщины образца расхождение в значениях эффективной магнитной проницаемости увеличивается. Также наблюдается хорошее совпадение результатов моделирования и аналитического расчета вариационным методом для образцов толщиной менее 0.25 мм. Выше 0.25 мм отклонение возрастает.

На рисунке 3.23 представлена аналогичная зависимость для случая симметричного заполнения с двух сторон симметричной полосковой линии.

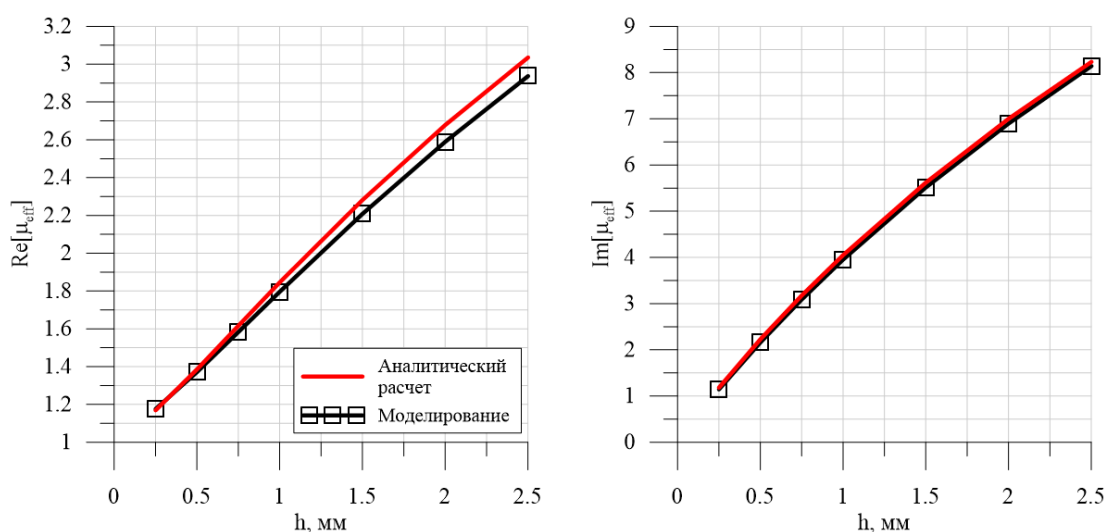


Рисунок 3.23 – Зависимости действительной (слева) и мнимой (справа) частей эффективной магнитной проницаемости от высоты образца. Фактическая магнитная проницаемости образцов равна $\mu=1-i10$, а длина вдоль волнового вектора $d=10$ мм

Из представленных данных видно, что при заполнении образцами двух сторон полосковой линии вариационный метод описывает связь фактического и эффективного значения магнитной проницаемости образцов любой толщины с хорошей точностью. По результатам моделирования (черная кривая на рисунке 3.23) при помощи вариационного метода была восстановлена фактическая магнитная проницаемость, которая совпадает со значением магнитной проницаемости образцов $\mu=1-i10$, заданным в моделировании, с погрешностью менее 5 %. Результат представлен на рисунке 3.24.

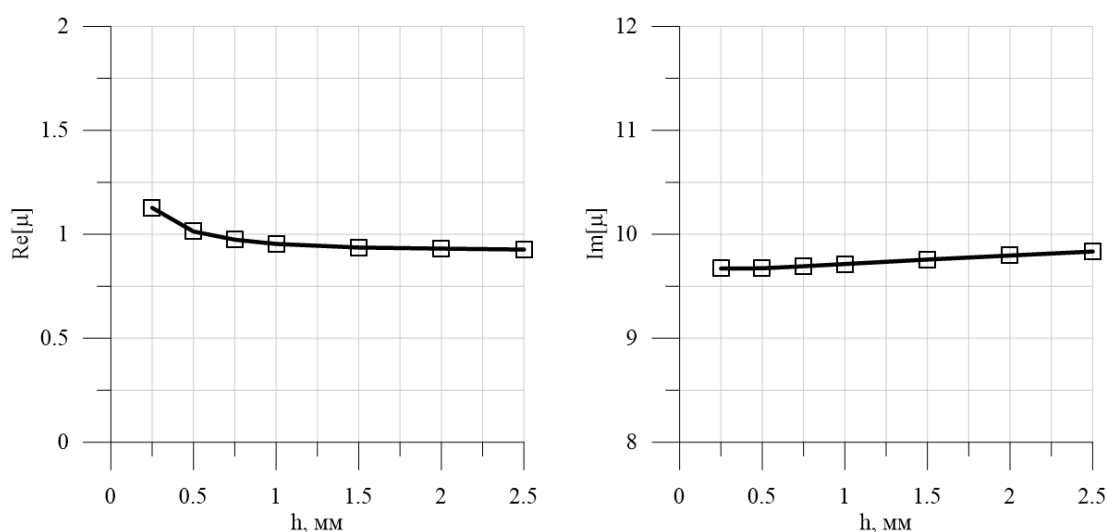


Рисунок 3.24 – Зависимости действительной (слева) и мнимой (справа) частей фактической магнитной проницаемости от толщины образца h . Фактическая магнитная проницаемости образцов равна $\mu=1-i10$, а ширина $d=10$ мм

Вариационный метод был также применен для восстановления магнитной проницаемости образцов в частотном диапазоне от 0.1 до 10 ГГц. Для этого использовалась симметричная полосковая линия с параметрами: длина линии $L=20$ мм, ширина линии $W=20$ мм, ширина полоска $w=1.99$ мм, толщина полоска $t=0.1$ мм, величина зазора $h_{\text{cell}}=1$ мм. Использовались два образца, которые заполняли линию симметрично с двух сторон и были прижаты вплотную к центральному проводнику. Параметры образцов были выбраны следующими: $\mu=30-i10$, $\varepsilon=1$, ширина $d=10$ мм, толщина $h=0.5$ мм, длина $l=20$ мм. На рисунке 3.25 представлена частотная зависимость магнитной проницаемости, восстановленной вариационным методом.

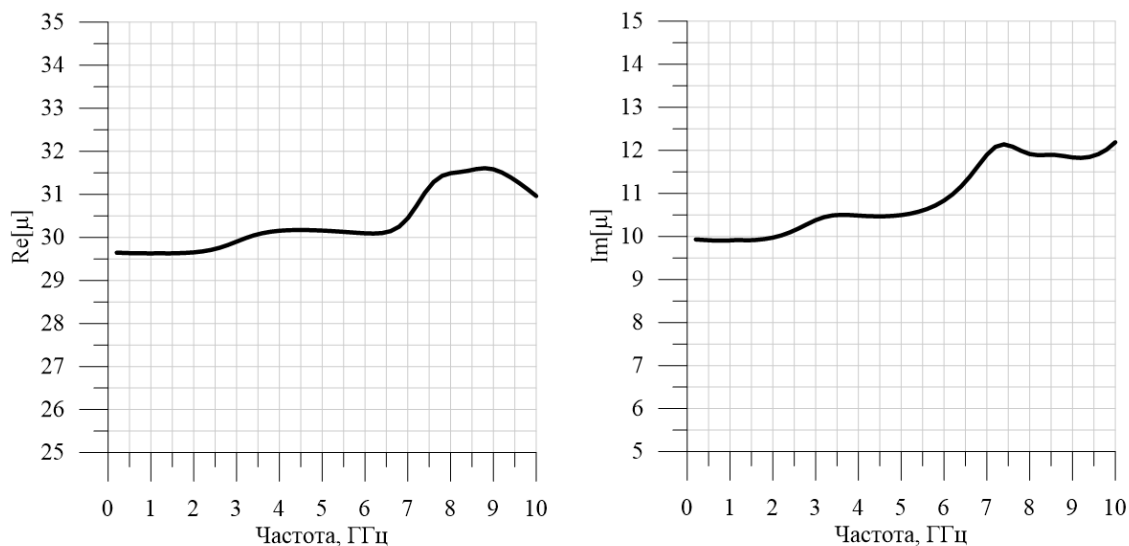


Рисунок 3.25 – Частотная зависимость магнитной проницаемости, восстановленной вариационным методом. Фактическое значение магнитной проницаемости образцов, заданное в моделировании, равно $\mu=30-i10$

Из рисунка 3.25 видно, что магнитная проницаемость восстанавливается вариационным методом с погрешность менее 5 % до частоты примерно 5 ГГц, которая была использована в моделировании в качестве частоты, по которой производилось построение расчетной сетки до заданной точности. Выше этой частоты точность моделирования снижается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе было показано, что измерения магнитной проницаемости в полосковых линиях передачи при неоднородном заполнении поперечного сечения линии образцом сопровождаются искажением распространяющейся поперечной волны, при котором возникают продольные компоненты электромагнитного поля. Величина этих компонент зависит от параметров исследуемого образца и может достигать значительных величин, при которых использование квази-ТЕМ приближения приводит к значительным погрешностям.

Наибольшее искажение ТЕМ-волны наблюдалось при расположении одного образца в область между полосковым проводником и экраном измерительной линии. При этом с увеличением толщины и магнитной проницаемости образца доля продольных компонент электромагнитной волны к поперечным в области образца увеличивается. При симметричном расположении двух одинаковых образцов с двух сторон относительно полоскового проводника искажение ТЕМ-волны незначительно при любой толщине образцов.

Применение вариационного метода, использующего приближение ТЕМ-волны, для учета неоднородного заполнения поперечного сечения полосковой линии и восстановления фактической магнитной проницаемости исследуемого образца показало, что при малой доле продольных компонент электромагнитной волны в линии погрешность измерения магнитной проницаемости невелика (в пределах 5%). С увеличением этой доли погрешность измерения значительно возрастает. Это позволяет говорить о том, что при неоднородном заполнении поперечного сечения полосковой линии образцом основным источником погрешности измерения является искажение основной ТЕМ-волны.

Было также показано, что при однородном заполнении поперечного сечения полосковой линии образцом искажения ТЕМ-волны не наблюдаются, что позволяет проводить калибровку измерительной линии по двум калибровочным образцам при помощи формулы Мейсона с высокой точностью.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Krupka J. et al. Uncertainty of complex permittivity measurements by split-post dielectric resonator technique //Journal of the European Ceramic Society. – 2001. – Т. 21. – №. 15. – С. 2673-2676.
2. Jha A. K. et al. Novel MNZ-type microwave sensor for testing magnetodielectric materials //Scientific Reports. – 2020. – Т. 10. – №. 1. – С. 1-13.
3. Calcagno P. A., Thompson D. A. Semiautomatic permeance tester for thick magnetic films //Review of Scientific Instruments. – 1975. – Т. 46. – №. 7. – С. 904-908.
4. Yabukami S. et al. Noise analysis of a 1 MHz–3 GHz magnetic thin film permeance meter //Journal of Applied Physics. – 1999. – Т. 85. – №. 8. – С. 5148-5150.
5. Korenivski V. et al. A method to measure the complex permeability of thin films at ultra-high frequencies //IEEE Transactions on Magnetics. – 1996. – Т. 32. – №. 5. – С. 4905-4907.
6. Pain D. et al. An improved permeameter for thin film measurements up to 6 GHz //Journal of Applied Physics. – 1999. – Т. 85. – №. 8. – С. 5151-5153.
7. Yamaguchi M., Yabukami S., Arai K. I. Development of multilayer planar flux sensing coil and its application to 1 MHz–3.5 GHz thin film permeance meter //Sensors and Actuators A: Physical. – 2000. – Т. 81. – №. 1-3. – С. 212-215.
8. Yamaguchi M. et al. A new 1 MHz-9 GHz thin-film permeameter using a side-open TEM cell and a planar shielded-loop coil //Transactions of the Magnetics Society of Japan. – 2003. – Т. 3. – №. 4. – С. 137-140.
9. Balanis C. A. Advanced engineering electromagnetics. – John Wiley & Sons, 2012.
10. Shiryaev A. O. et al. Coaxial measurements of microwave permeability of thin supermalloy films under magnetic bias //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2019. – Т. 477. – С. 329-333.
11. Nicolson A. M., Ross G. F. Measurement of the intrinsic properties of materials by time-domain techniques //IEEE Transactions on instrumentation and measurement. – 1970. – Т. 19. – №. 4. – С. 377-382.
12. Weir W. B. Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies //Proceedings of the IEEE. – 1974. – Т. 62. – №. 1. – С. 33-36.
13. Acher O. et al. Permeability measurement on ferromagnetic thin films from 50 MHz up to 18 GHz //Journal of magnetism and magnetic materials. – 1994. – Т. 136. – №. 3. – С. 269-278.
14. Ghodgaonkar D. K., Varadan V. V., Varadan V. K. A free-space method for measurement of dielectric constants and loss tangents at microwave frequencies //IEEE Transactions on Instrumentation and measurement. – 1989. – Т. 38. – №. 3. – С. 789-793.
15. Liu L. et al. Effective permittivity of planar composites with randomly or periodically distributed conducting fibers //Journal of applied physics. – 2005. – Т. 98. – №. 6. – С. 063512.
16. Liu L. et al. Effective permittivity of planar composites with randomly or periodically distributed conducting fibers //Journal of applied physics. – 2005. – Т. 98. – №. 6. – С. 063512.
17. Hock K. M. Error correction for diffraction and multiple scattering in free-space microwave measurement of materials //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 2006. – Т. 54. – №. 2. – С. 648-659.

18. D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, C. Garcia, A. P. Zhukov, and J. Gonzalez, "Experimental demonstration of tunable scattering spectra at microwave frequencies in composite media containing CoFeCrSiB glass-coated amorphous ferromagnetic wires and comparison with theory," *Phys. Rev. B: Condens. Matter*, vol. 74, p. 064205, 2006.
19. Korolev K. A., Chen S., Afsar M. N. Complex magnetic permeability and dielectric permittivity of ferrites in millimeter waves // *IEEE transactions on magnetics*. – 2008. – Т. 44. – №. 4. – С. 435-437.
20. Lagarkov A. N. et al. High-frequency modes in magnetic spectra of carbonyl iron // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 2012. – Т. 324. – №. 21. – С. 3402-3405.
21. Zivkovic I., Murk A. Extraction of dielectric and magnetic properties of carbonyl iron powder composites at high frequencies // *Journal of Applied Physics*. – 2012. – Т. 111. – №. 11. – С. 114104.
22. Varadan V. V. et al. Free-space, broadband measurements of high-temperature, complex dielectric properties at microwave frequencies // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. – 1991. – Т. 40. – №. 5. – С. 842-846.
23. Lelyuk D. P. et al. Experimental Study of the Insulator-to-Metal Phase Transition in VO₂ Thin Films in the Microwave Range // *Inorganic Materials: Applied Research*. – 2019. – Т. 10. – №. 4. – С. 775-780.
24. Polozov V. I. et al. Tunable parallel plate waveguide array based on VO₂ thin films // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*. – IOP Publishing, 2020. – Т. 848. – №. 1. – С. 012073.
25. Пархоменко М. П. и др. Волноводный метод измерений электромагнитных параметров материалов в СВЧ диапазоне и оценка погрешности измерений // *Журнал радиоэлектроники*. – 2018. – №. 9.
26. Vincent D. et al. A new broadband method for magnetic thin-film characterization in the microwave range // *IEEE transactions on microwave theory and techniques*. – 2005. – Т. 53. – №. 4. – С. 1174-1180.
27. Ding Y., Klemmer T. J., Crawford T. M. A coplanar waveguide permeameter for studying high-frequency properties of soft magnetic materials // *Journal of applied physics*. – 2004. – Т. 96. – №. 5. – С. 2969-2972.
28. Gupta K. C., Garg R. I, Bahl, and P // *Bahartia, Microstrip Lines and Slotlines, 2nd ed.*(Artech House, London, 1996). – 1996.
29. Maricevic Z. A., Sarkar T. K. Analysis and measurements of arbitrarily shaped open microstrip structures // *Progress In Electromagnetics Research*. – 1997. – Т. 15. – С. 253-301.
30. Moraitakis E. et al. Permeability measurements of permalloy films with a broadband stripline technique // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 2000. – Т. 222. – №. 1-2. – С. 168-174.
31. Ledieu M. et al. Microwave permeability spectra of ferromagnetic thin films over a wide range of temperatures // *Journal of applied physics*. – 2003. – Т. 93. – №. 10. – С. 7202-7204.
32. Bushnell S. E. et al. The measurement of magnetostriction constants of thin films using planar microwave devices and ferromagnetic resonance // *Review of scientific instruments*. – 1992. – Т. 63. – №. 3. – С. 2021-2025.

33. Baker-Jarvis J., Vanzura E. J., Kissick W. A. Improved technique for determining complex permittivity with the transmission/reflection method //IEEE Transactions on microwave theory and techniques. – 1990. – Т. 38. – №. 8. – С. 1096-1103.
34. Queffelec P., Le Floc'h M., Gelin P. Broad-band characterization of magnetic and dielectric thin films using a microstrip line //IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. – 1998. – Т. 47. – №. 4. – С. 956-963.
35. Mason, S. J., Feedback Theory —Some Properties of Flow Graphs, Proc. IRE, 41, 1953, pp. 1144-1156.
36. Mondal J. P., Chen T. H. Propagation constant determination in microwave fixture de-embedding procedure //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 1988. – Т. 36. – №. 4. – С. 706-714.
37. Engen G. F., Hoer C. A. Thru-reflect-line: An improved technique for calibrating the dual six-port automatic network analyzer //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 1979. – Т. 27. – №. 12. – С. 987-993.
38. Quéffélec P., Mallégo S., LeFloc'h M. Automatic measurement of complex tensorial permeability of magnetized materials in a wide microwave frequency range //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 2002. – Т. 50. – №. 9. – С. 2128-2134.
39. Abhishek Agrawal. Characterization of transmission line based on advanced SOLT calibration: Review. IOSR Journal of Electronics and Communication.V. 9, I. 4, V. 2, PP 73-78
40. Heuermann H., Schiek B. Line network network (LNN): An alternative in-fixture calibration procedure //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 1997. – Т. 45. – №. 3. – С. 408-413.
41. Starostenko S. N., Rozanov K. N. Resonantly enhanced strip-line technique to measure microwave permeability of thin films //Journal of magnetism and magnetic materials. – 2009. – Т. 321. – №. 19. – С. 3049-3052.
42. Sebastian T., Clavijo S. A., Diaz R. E. Improved accuracy thin film permeability extraction for a microstrip permeameter //Journal of Applied Physics. – 2013. – Т. 113. – №. 3. – С. 033906.
43. Agilent Network Analysis Applying the 8510 TRL Calibration for Non-Coaxial Measurements. Product Note 8510-8A, Agilent Technologies, 2001. – 24 p.
44. Liu Y. et al. Broadband complex permeability characterization of magnetic thin films using shorted microstrip transmission-line perturbation //Review of Scientific Instruments. – 2005. – Т. 76. – №. 6. – С. 063911.
45. Bekker V., Seemann K., Leiste H. A new strip line broadband measurement evaluation for determining the complex permeability of thin ferromagnetic films //Journal of magnetism and magnetic materials. – 2004. – Т. 270. – №. 3. – С. 327-332.
46. Старостенко С. Н., Розанов К. Н. Простой метод калибровки для измерений магнитной проницаемости в короткозамкнутой полосковой ячейке // Радиотехника и электроника. – 2013. – Т. 58. – №. 11. – С. 1113-1113.
47. Denlinger E. J. A frequency dependent solution for microstrip transmission lines //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 1971. – Т. 19. – №. 1. – С. 30-39.

48. Itoh T., Mittra R. Spectral-domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstrip lines (short papers) //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 1973. – T. 21. – №. 7. – C. 496-499.
49. Mittra R., Itoh T. A new technique for the analysis of the dispersion characteristics of microstrip lines //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1971. – T. 19. – №. 1. – C. 47-56.
50. Jackson R. W., Pozar D. M. Full-wave analysis of microstrip open-end and gap discontinuities //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 1985. – T. 33. – №. 10. – C. 1036-1042.
51. Katehi P. B., Alexopoulos N. G. Frequency-dependent characteristics of microstrip discontinuities in millimeter-wave integrated circuits //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 1985. – T. 33. – №. 10. – C. 1029-1035.
52. Jackson R. W. Full-wave, finite element analysis of irregular microstrip discontinuities //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 1989. – T. 37. – №. 1. – C. 81-89.
53. Schneider M. V. Microstrip lines for microwave integrated circuits //Bell system technical journal. – 1969. – T. 48. – №. 5. – C. 1421-1444.
54. Wheeler H. A. Transmission-line properties of parallel wide strips by a conformal-mapping approximation //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1964. – T. 12. – №. 3. – C. 280-289.
55. Stinehelfer H. E. An accurate calculation of uniform microstrip transmission lines //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1968. – T. 16. – №. 7. – C. 439-444.
56. Silvester P. TEM wave properties of microstrip transmission lines //Proceedings of the Institution of Electrical Engineers. – IET Digital Library, 1968. – T. 115. – №. 1. – C. 43-48.
57. Farrar A., Adams A. T. Computation of Propagation Constants for the Fundamental and Higher Order Modes in Microstrip (Short Papers) //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1976. – T. 24. – №. 7. – C. 456-460.
58. Yamashita E., Mittra R. Variational method for the analysis of microstrip lines //IEEE Transactions on Microwave theory and Techniques. – 1968. – T. 16. – №. 4. – C. 251-256.
59. Barry W. A broad-band, automated, stripline technique for the simultaneous measurement of complex permittivity and permeability //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1986. – T. 34. – №. 1. – C. 80-84.
60. Hanson G. W., Grimm J. M., Nyquist D. P. An improved de-embedding technique for the measurement of the complex constitutive parameters of materials using a stripline field applicator //IEEE transactions on instrumentation and measurement. – 1993. – T. 42. – №. 3. – C. 740-745.
61. Gallagher C. P. et al. A broadband stripline technique for characterizing relative permittivity and permeability //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2018. – T. 67. – №. 1. – C. 231-238.
62. Malléol S. et al. Measurement of the permeability tensor in nanophases of granular metal oxides and field-induced magnetic anisotropy //Physical Review B. – 2003. – T. 68. – №. 17. – C. 174422.
63. Malléol S., Quéffelec P. Extension and error analysis of the microstrip transmission-line method for the broad-band measurement of the permeability tensor //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 2006. – T. 54. – №. 3. – C. 1065-1075.

64. Wu Y. et al. Measure the complex permeability of ferromagnetic thin films: Comparison shorted microstrip method with microstrip transmission method //Progress In Electromagnetics Research. – 2009. – Т. 11. – С. 173-181.
65. Wu Y. et al. A new-shorter microstrip method to determine the complex permeability of thin films //IEEE transactions on magnetics. – 2009. – Т. 46. – №. 3. – С. 886-888.
66. Yousefi L., Attia H., Ramahi O. M. Broadband experimental characterization of artificial magnetic materials based on a microstrip line method //Progress In Electromagnetics Research. – 2009. – Т. 90. – С. 1-13.
67. Fessant A. et al. A broadband method for measuring the complex permeability of thin soft magnetic films //Journal of magnetism and magnetic materials. – 1994. – Т. 133. – №. 1-3. – С. 413-415.
68. Salahun E. et al. A broadband permeameter for "in situ" measurements of rectangular samples //IEEE transactions on magnetics. – 2001. – Т. 37. – №. 4. – С. 2743-2745.
69. Gomez S. et al. Asymmetrical stripline based method for retrieving the electromagnetic properties of metamaterials //Journal of Applied Physics. – 2013. – Т. 113. – №. 2. – С. 024912.
70. Starostenko S. N., Rozanov K. N., Osipov A. V. A broadband method to measure magnetic spectra of thin films //Journal of Applied Physics. – 2008. – Т. 103. – №. 7. – С. 07E914.
71. Rozanov K. N., Simonov N. A., Osipov A. V. Microwave measurements of the magnetic film permeability // Journal of communications technology and electronics. Радиотехника и электроника. – 2002. – Т. 47. – №. 2. – С. 210-216.
72. Queffelec P. et al. A microstrip device for the broadband simultaneous measurement of complex permeability and permittivity //IEEE transactions on magnetics. – 1994. – Т. 30. – №. 2. – С. 224-231.
73. Zhao T. Effective medium modeling and experimental characterization of multilayer dielectric with periodic inclusion. – 2015.
74. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах, 2-е изд. М.: Наука, 1973. – 343 с.
75. Розанов К.Н. Частотно-зависимые магнитные и диэлектрические свойства композитных материалов для широкополосных СВЧ применений: Дисс. д. ф.-м. н. / ИТПЭ РАН М., 2018. 326 с.
76. Fessant A. et al. Influence of in-plane anisotropy and eddy currents on the frequency spectra of the complex permeability of amorphous CoZr thin films //IEEE transactions on magnetics. – 1993. – Т. 29. – №. 1. – С. 82-87.
77. Bhat B., Koul S. K. Unified approach to solve a class of strip and microstrip-like transmission lines //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1982. – Т. 30. – №. 5. – С. 679-686.

БЛАГОДАРНОСТИ

Хочу выразить благодарность своему научному руководителю профессору Грановскому Александру Борисовичу за профессиональное руководство и поддержку.

Особую признательность выражаю директору ИТПЭ РАН Розанову Константину Николаевичу и м.н.с. лаборатории №5 Бобровскому Станиславу Юрьевичу за неоценимую поддержку и ценные советы.

Выражаю благодарность всем сотрудникам лаборатории №5 ИТПЭ РАН за доброжелательное отношение и готовность помочь по любым возникающим вопросам.

Благодарю всех сотрудников кафедры магнетизма за создание благоприятной атмосферы для обучения на кафедре и ответственный подход к процессу профессиональной подготовки будущих выпускников.

Выражаю глубокую признательность д.ф-м.н. Никите Александровичу Бузникову, взявшему на себя труд по рецензированию данной работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1.

Калибровка микрополосковой линии с коротким короткозамыкающим проводником при заполнении образцом области между полоском и экраном.

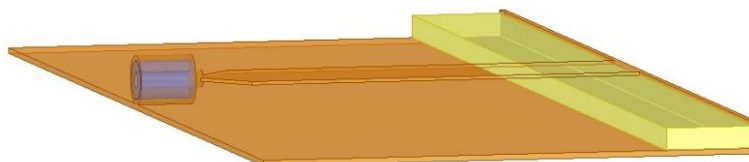


Рисунок П1_1. Вид модели.

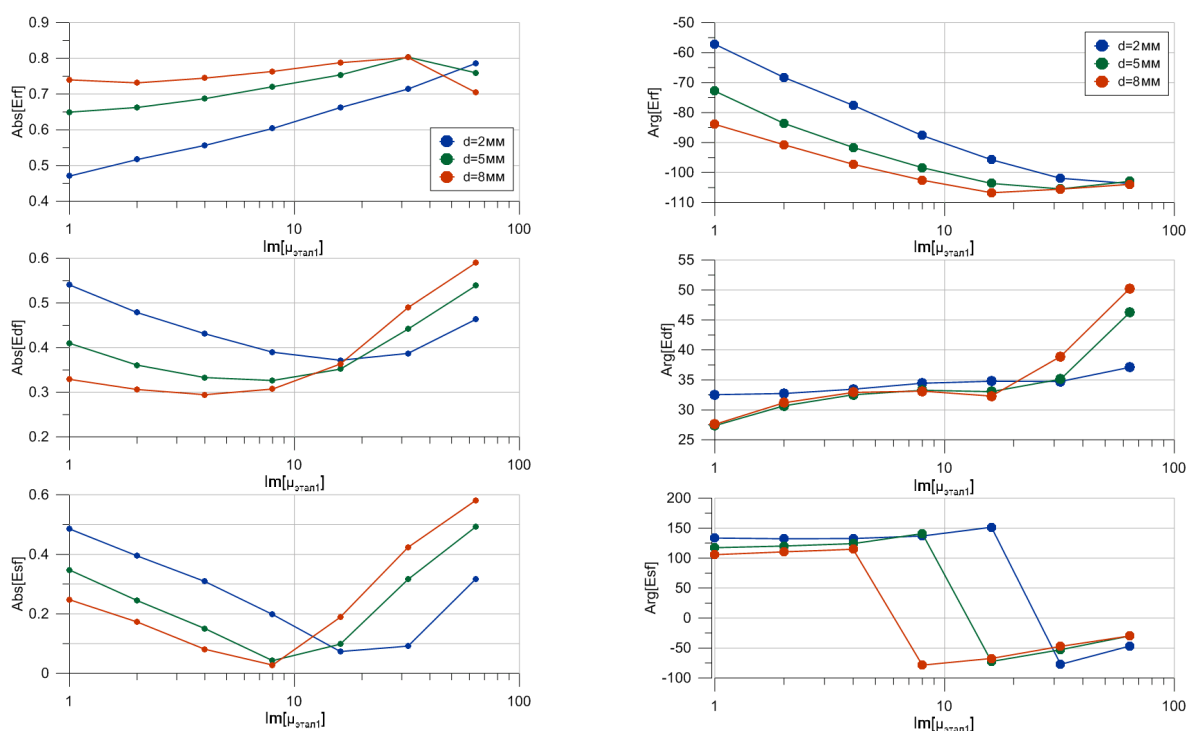


Рисунок П1_2 – Зависимость модуля (слева) и аргумента (справа) коэффициентов Мейсона микрополосковой линии с коротким КЗ проводником при заполнении образцом области между полоском и экраном от мнимой части магнитной проницаемости первого калибровочного образца при разной толщине образца вдоль волнового вектора. На врезке изображен вид модели

ПРИЛОЖЕНИЕ 2.

Калибровка симметричной полосковой при заполнении образцом двух областей между полоском и экранами с сохранением зазора в месте расположения полоска.

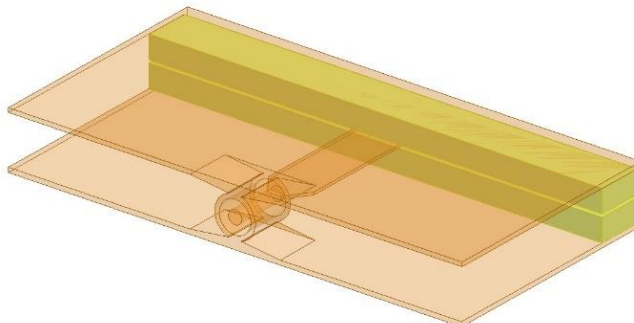


Рисунок П2_1. Вид модели.

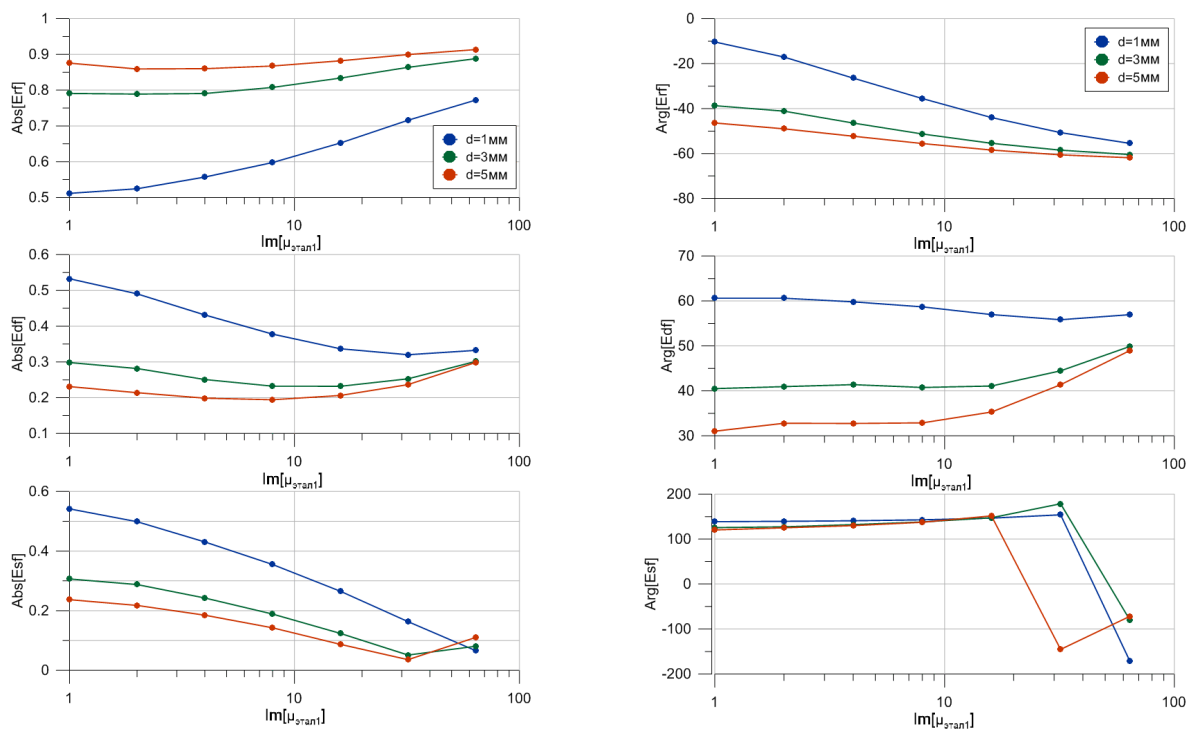


Рисунок П2_2 – Зависимость модуля (слева) и аргумента (справа) коэффициентов Мейсона симметричной полосковой при заполнении образцом двух областей между полоском и экранами с сохранением зазора в месте расположения полоска от мнимой части магнитной проницаемости первого калибровочного образца при разной толщине образца вдоль волнового вектора. На врезке изображен вид модели

ПРИЛОЖЕНИЕ 3.

Влияние ширины образца d на распределение продольных компонент электромагнитного поля внутри симметричной полосковой линии при неоднородном заполнении.

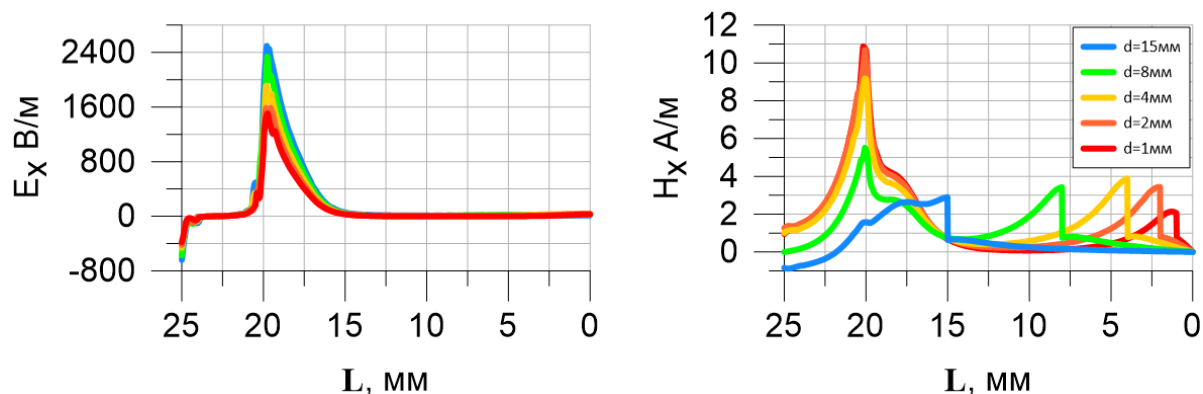


Рисунок ПЗ – Распределение амплитуды продольных компонент электрического и магнитного поля вдоль симметричной полосковой линии длиной 25 мм. Отдельные кривые соответствуют разным длинам образца вдоль волнового вектора. Образец заполняет линию неоднородно, его толщина $h=2.5$ мм, а длина $l=50$ мм. Магнитная проницаемость образца $\mu=1-i10$

На рисунке четко видно, что максимальное значение амплитуды продольных компонент магнитного поля (помимо области коаксиально-полоскового перехода) наблюдается на границе с образцом. При переходе из пустого пространства линии внутрь образца амплитуда резко падает.

ПРИЛОЖЕНИЕ 4.

Распределение амплитуды электрического E и магнитного поля H в плоскости перпендикулярной плоскости полоскового проводника, разделяющей его по центру и проходящей вдоль симметричной полосковой линии (Рис. П4).

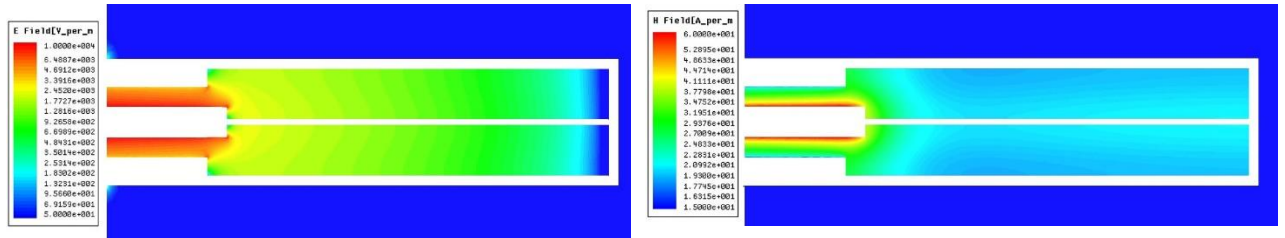


Рисунок П4 – Распределение амплитуды электрического E (слева) и магнитного поля H (справа) в плоскости вдоль симметричной полосковой линии

ПРИЛОЖЕНИЕ 5.

Влияние магнитной проницаемости образца на долю продольных компонент по отношению к поперечным приходящуюся на объем образца. Образец заполняет только одну область между полосковым проводником и экраном.

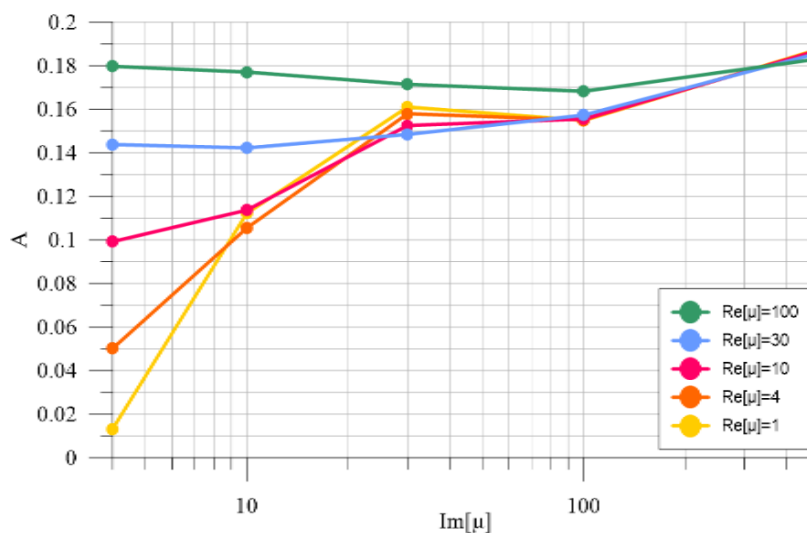


Рисунок П5 – Зависимость отношения интегралов по объему образца модуля продольной компоненты магнитного поля и векторной суммы модуля поперечных компонент от мнимой части магнитной проницаемости при разных значениях действительной части магнитной проницаемости. Толщина образца равна 0.5 мм, длина вдоль волнового вектора — 10 мм, ширина — 50 мм

С увеличением как действительной, так и мнимой частей магнитной проницаемости образца доля продольных компонент увеличивается.

ПРИЛОЖЕНИЕ 6.

Зависимость доли продольных компонент по отношению к поперечным приходящейся на объем образца от толщины образца при размещении образца в области ограниченной шириной полоскового проводника линии.

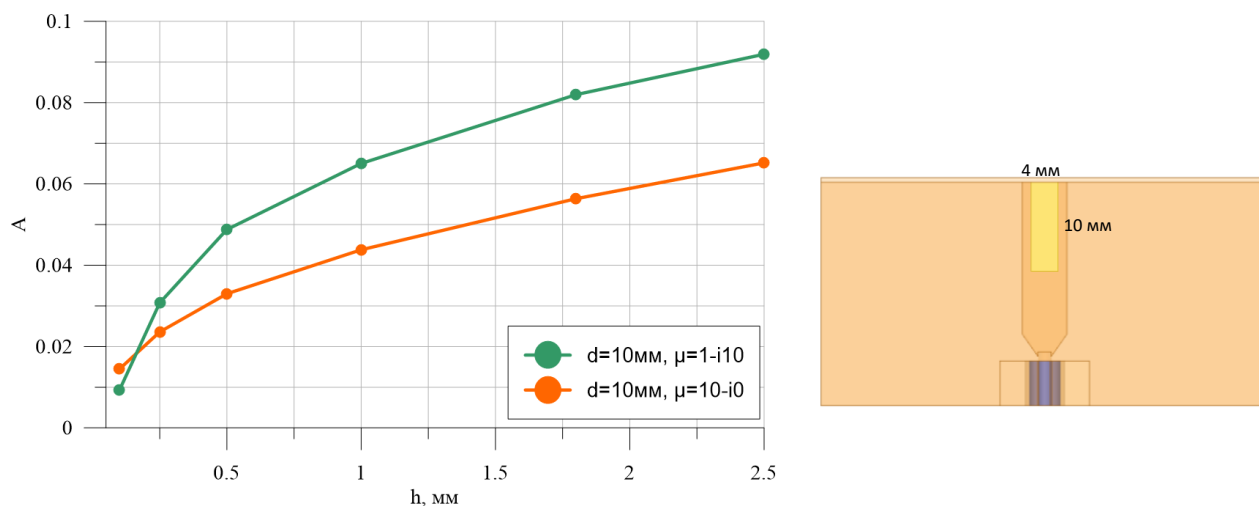


Рисунок Пб – Зависимость отношения интегралов по объему образца модуля продольной компоненты магнитного поля и векторной суммы модуля поперечных компонент от толщины образца h (слева). Разные линии соответствуют отдельным значениям ширины образца d и значениям магнитной проницаемости образца. Вид модели (справа). Параметры образца выбраны следующими: ширина $d=10$ мм, длина $l=4$ мм