

КОНТРОЛЬ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МЕТАМАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

© 2021 г. А.И. Казьмин^{1,*}, П.А. Федюнин^{1,**}

¹Военный учебно-научный центр Военно-воздушных сил «Военно-воздушная академия им. проф. Н. Е. Жуковского и Ю. А. Гагарина», Россия 394064 Воронеж,
ул. Старых Большевиков, 54 А
E-mail: *alek-kazmin@yandex.ru; **Fpa1969@yandex.ru

Поступила в редакцию 13.11.2020; после доработки 16.02.2021

Принято к публикации 17.02.2021

Развитие метаматериалов обусловило поиск и выбор эффективных методов радиоволнового неразрушающего контроля их электрофизических параметров. Существующие подходы к контролю, основанные на восстановлении эффективных электрофизических параметров метаматериалов из коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны, обладают низкой достоверностью и не обеспечивают их локальный контроль. В настоящей работе впервые предложен радиоволновый метод локального контроля комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей, а также толщины плоскостойких образцов метаматериалов на металлической подложке с использованием поверхностных электромагнитных волн СВЧ-диапазона. Метод основан на решении обратной задачи определения эффективных электрофизических параметров метаматериала по частотной зависимости комплексного коэффициента ослабления поля поверхностной электромагнитной волны, возбуждаемой в исследуемом образце. При этом электрофизические параметры метаматериала представляются в виде параметрических функций частоты в соответствии с дисперсионными моделями Друде—Лоренца, а решение обратной задачи сводится к минимизации целевой функции, построенной по невязке между экспериментальными и вычисленными теоретическими значениями коэффициентов ослабления поля поверхностной электромагнитной волны на сетке дискретных частот. Приведена структура измерительного комплекса, реализующего предложенный метод контроля. Для численной и экспериментальной проверки метода исследован образец плоскостойкого метаматериала на основе SRR-элементов с областью отрицательной рефракции в диапазоне частот 10,06—10,64 ГГц. Экспериментальная проверка показала, что локальные значения эффективных электрофизических параметров исследуемого метаматериала отличаются от расчетных не более чем на 10 %.

Ключевые слова: метаматериал, SRR-элемент, контроль, поверхностная электромагнитная волна, коэффициент ослабления поля, комплексные диэлектрическая и магнитная проницаемости, частотная дисперсия, обратная задача, измерительный комплекс.

DOI: 10.31857/S0130308221040060

ВВЕДЕНИЕ

Метаматериалы (ММ) благодаря своим уникальным электрофизическим, радиофизическим и оптическим свойствам, которые не встречаются в природных условиях, открывают широкие перспективы по их применению в различных областях науки и техники (например, микроминиатюризация СВЧ устройств, использование эффекта сверхразрешения, улучшение электродинамических характеристик антенн, создание миниатюрных сенсоров и многое другое) [1—10].

В отдельное важнейшее самостоятельное направление, связанное с повышением обороноспособности государства, можно выделить применение ММ для создания образцов радиопоглощающих покрытий (РПП), обеспечивающих снижение радиолокационной заметности современных образцов вооружения, военной и специальной техники (ВВСТ) [2, 3]. В частности, использование свойств ММ в области частот, где у них появляется отрицательная рефракция, в качестве дополнительного слоя РПП, позволяет значительно расширить его угловой диапазон работы [2, 3]. Кроме того, ММ открывают широкие перспективы по созданию РПП с заданными или управляемыми радиофизическими характеристиками [2, 3].

Одним из основных мероприятий при проектировании и разработке РПП является испытание их на эффективность к внешним воздействующим факторам (воздействие температуры, влаги, вибрации и т.д.) [11]. С точки зрения радиофизических параметров эффективность РПП определяется их электрофизическими и геометрическими параметрами (ЭФП), к важнейшим из которых относятся комплексные диэлектрическая $\epsilon_{\text{РПП}}$ и магнитная $\mu_{\text{РПП}}$ проницаемости, а также толщина покрытия $t_{\text{РПП}}$. Исходя из этого, на первое место, после каждого вида испытания, выступает контроль их ЭФП и возникающих в них дефектов. Для этого изготавливаются образцы различного размера, обеспечивающие свойства, приближенные к тем, которые РПП будет иметь на реальном объекте.

Специфика контроля ЭФГП РПП и ММ, в частности, состоит в том, что измерения необходимо проводить в радиоволновом диапазоне, входящим в рабочий диапазон покрытия, что обеспечивает максимальное приближение условий измерений к условиям эксплуатации покрытия, так как при этом учитывается форма, геометрические размеры и внутренняя структура материала. А для ММ, кроме того, контроль в первую очередь должен обеспечить объективную оценку их ЭФГП в рабочей области частот (область с отрицательной рефракцией $n < 0$), где и проявляются, в основном, его уникальные свойства.

Таким образом, разработка новых методов контроля ЭФГП ММ является актуальной научной задачей.

Для дальнейшего изложения отметим одну важную особенность — измерение ЭФГП ММ неразрывно связано с проблемой их гомогенизации, т.е. введением таких материальных параметров ММ, которые обеспечивают замену дискретного массива рассеивающих элементов ММ на образец непрерывной среды и которые можно использовать в дальнейшем для решения краевых задач электродинамики сплошных сред и, в частности, проектировать многослойные материалы с дополнительными слоями в виде ММ как однородными структурами [12].

Количество публикаций по тематике оценки ЭФГП ММ постоянно растет. Между тем, в представленных работах вопросы, касающиеся развития методов диагностики качества ММ в ходе испытаний их на эффективность, проработаны недостаточно полно. Для контроля ЭФГП ММ предложено несколько подходов. Представленные в [13—29] методы можно разделить на методы свободного пространства, волноводные и резонаторные.

Волноводные и резонаторные методы фактически являются разрушающими и требуют специально подготовленных образцов ММ с небольшими размерами. Исходя из этого, они применимы только на этапе проектирования ММ для контроля его ЭФГП в ходе апробации различных моделей их гомогенизации, а также для миниатюризации образцов волноводов с использованием в его конструкции ММ [9, 13—14]. Кроме того, при размещении ММ на металлической подложке его эффективные ЭФГП начинают меняться и могут возникать новые резонансы в частотных зависимостях диэлектрической и магнитной проницаемостей [2, 3].

Исходя из этого, для контроля ЭФГП плоскопараллельных образцов ММ наиболее пригодны методы свободного пространства. В настоящее время для этих целей адаптированы классические методы измерения ЭФГП обычных материалов [15—29], основанные на одновременном измерении комплексных коэффициентов отражения $\hat{R}(f, \dot{\epsilon}_{\text{ММ}}, \dot{\mu}_{\text{ММ}}, t_{\text{ММ}})$ и прохождения $\hat{T}(f, \dot{\epsilon}_{\text{ММ}}, \dot{\mu}_{\text{ММ}}, t_{\text{ММ}})$, где f — частота зондирующего сигнала, с последующим извлечением из них эффективных значений комплексных диэлектрической $\dot{\epsilon}_{\text{ММ}}$ и магнитной $\dot{\mu}_{\text{ММ}}$ проницаемостей и толщины $t_{\text{ММ}}$ в рамках различных моделей гомогенизации [12, 15—25].

Для измерения эффективных ЭФГП ММ в качестве образцов используются ММ небольших размеров, состоящие из нескольких элементов, либо плоскопараллельные образцы, соизмеримые с длиной волны [15—25]. При этом, информацию о коэффициентах прохождения $\hat{T}(f, \dot{\epsilon}_{\text{ММ}}, \dot{\mu}_{\text{ММ}}, t_{\text{ММ}})$ ММ с небольшими размерами получают с помощью проволочных зондов, расположенных у исследуемых образцов. Для плоскопараллельных образцов информацию о коэффициентах отражения и прохождения обычно получают с использованием апертурных антенн с размером раскрытия, превышающим рабочую длину волны. Такой подход позволяет определить ЭФГП образца ММ в целом и не обеспечивает локальный контроль параметров по его поверхности.

В [27—29] развиты методы оценки электрофизических параметров многослойных диэлектрических материалов в рамках многочастотной (широкополосной) СВЧ-интроскопии. Однако представленные методы не учитывают частотную дисперсию материала и не обеспечивают контроль ЭФГП ММ, частотная дисперсия которых носит резонансный характер.

Таким образом, представленные в [13—29] подходы фактически оказываются непригодными для контроля ЭФГП ММ, нанесенных на металлическую подложку, при контроле их качества в процессе производства и эксплуатации.

В [30, 31] развит подход к контролю ЭФГП многослойных материалов и покрытий с использованием поверхностных электромагнитных волн (ПЭМВ) СВЧ-диапазона, возбуждаемых в исследуемом образце. В качестве информативного параметра при этом используется поперечное волновое число, характеризующее распределение поля ПЭМВ в свободном пространстве по нормали к поверхности покрытия — комплексный коэффициент ослабления поля ПЭМВ, который связан с постоянной распространения зависимостью:

$$\dot{\alpha}(f) = \sqrt{\dot{\gamma}^2 - k_0^2}, \quad (1)$$

где f — частота зондирующего сигнала; k_0 — волновое число свободного пространства; $\dot{\gamma} = \alpha_3 - j\beta$ — комплексная продольная постоянная распространения, α_3 — коэффициент затухания, β — коэффициент фазы;

$$\dot{\alpha}(f) = \alpha'(f) - j\alpha''(f), \quad (2)$$

где $\alpha'(f)$ — действительная часть коэффициента ослабления ПЭМВ (коэффициент характеризующий экспоненциальное ослабление поля ПЭМВ по нормали к поверхности покрытия); $\alpha''(f)$ — мнимая часть коэффициента ослабления ПЭМВ (коэффициент характеризующий фазовый набег для ПЭМВ, распространяющейся по направлению к поверхности раздела «покрытие — свободное пространство» [32, 33]).

Искомые ЭФГП определяются по оценке нескольких коэффициентов ослабления $\dot{\alpha}(f_k)$ на сетке дискретных частот f_k , $k = 1, 2, \dots, K$ методом квазирешений [26—28, 30—32].

В [32—34] теоретически и экспериментально доказано, что действительную часть коэффициента ослабления $\alpha'(f)$ можно определить по результатам косвенных измерений напряженности электрического поля ПЭМВ по нормали к поверхности покрытия в разнесенных точках измерений методом зонда [30, 31]:

$$\alpha'(f) = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J \frac{1}{s} \ln \left[\frac{E_j}{E_{j+1}} \right], \quad (3)$$

где E_j и E_{j+1} — значения напряженности электрического поля ПЭМВ, измеренные по нормали к поверхности многослойного покрытия (по оси Y) в точках измерений y и $y + s$; s — расстояние между точками измерений; J — количество точек измерения.

Мнимая часть коэффициента ослабления определяется диэлектрическими и магнитными потерями материала и связана с коэффициентом затухания поля ПЭМВ α_3 вдоль поверхности покрытия зависимостью [34]:

$$\alpha''(f) = \sqrt{\frac{\alpha_3^4 - \alpha_3^2 \alpha'^2(f) - k_0^2 \alpha_3^2}{\alpha'^2(f) - \alpha_3^2}}. \quad (4)$$

Не привязываясь строго к теории гомогенизации ЭФП ММ, авторы ставили перед собой цель развития радиоволнового метода поверхностных электромагнитных волн для контроля качества слоя ММ, нанесенного на металлическую подложку. Исходя из этого, ключевой целью статьи является развитие многочастотного метода ПЭМВ для контроля ЭФГП ММ, обеспечивающего повышение точности и достоверности их измерения в ходе испытаний на эффективность.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ И ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ММ

В общем случае многочастотный метод ПЭМВ сводится к нахождению неизвестного вектора ЭФГП $\xi_{\text{п}} = \{\dot{\epsilon}_n, \dots, \dot{\epsilon}_N, \dot{\mu}_{N+1}, \dots, \dot{\mu}_{2N}, t_{2N+1}, \dots, t_{3N}\}$, $\dot{\epsilon}_n, \dots, \dot{\epsilon}_N$, $\dot{\mu}_{N+1}, \dots, \dot{\mu}_{2N}$ — комплексные относительные диэлектрические и магнитные проницаемости, t_{2N+1}, \dots, t_{3N} — толщины многослойного диэлектрического или магнитодиэлектрического плоскопараллельного материала путем минимизации целевой функции, построенной как невязка между вектор-столбцом экспериментальных \mathbf{A}_3 и вектор-столбцом вычисленных теоретических значений \mathbf{A}_T комплексных коэффициентов ослабления ПЭМВ, на наборе частот f_k , $k = 1, 2, \dots, K$ [32—34]:

$$\hat{\xi}_{\text{п}} = \arg \min_{\xi \in \xi_{\text{доп}}} \rho(\xi_{\text{п}}) = \frac{1}{K} |\mathbf{A}_3 - \mathbf{A}_T|^2, \quad (5)$$

где \mathbf{A}_3 и \mathbf{A}_T — вектор-столбцы со следующими компонентами:

$$\mathbf{A}_3 = [\dot{\alpha}_3(f_1, \xi_{\text{п}}), \dot{\alpha}_3(f_2, \xi_{\text{п}}), \dots, \dot{\alpha}_3(f_K, \xi_{\text{п}})]^T,$$

$$\mathbf{A}_T = [\dot{\alpha}_T(f_1, \xi_{\text{п}}), \dot{\alpha}_T(f_2, \xi_{\text{п}}), \dots, \dot{\alpha}_T(f_K, \xi_{\text{п}})]^T,$$

где $\rho(\xi_{\text{п}})$ — расстояние между экспериментально полученными \mathbf{A}_3 и вычисленными теоретическими значениями \mathbf{A}_T коэффициентов ослабления поля ПЭМВ в области допустимых значений $\xi \in \xi_{\text{доп}}$.

Рассмотрим особенности применения метода для случая определения ЭФГП слоя ММ, размещенного на металлической подложке. Как известно, ММ является сильно диспергирующей средой, что обусловлено резонансным взаимодействием электромагнитной волны, распространяющейся в гетерогенной среде, наполненной включениями, имеющими специальную форму, обеспечивающую резонансное возбуждение токов во включениях. Размещая включения различных размеров в гетерогенной среде можно получить зависимости $\hat{\epsilon}_{\text{ММ}}(f)$, $\hat{\mu}_{\text{ММ}}(f)$ ММ от частоты с несколькими минимумами и максимумами (резонансами) этих величин [2, 3].

Для демонстрации теоретических основ разработанного подхода контроля ЭФГП ММ в качестве базовой электродинамической модели рассмотрим метаматериал с одним резонансом. Между тем представленные подходы позволяют рассматривать ММ с несколькими резонансами диэлектрической и магнитной проницаемостей. Рассмотрим широко применяемый в качестве удобной модели для исследования ММ на основе SRR-элементов (split ring resonators) с одним резонансом, состоящих из двух квадратных металлических щелевых резонаторов и узких металлических полосок (рис. 1).

На рис. 1 приведена геометрия однослойного метаматериала на основе SRR-элементов на металлической подложке.

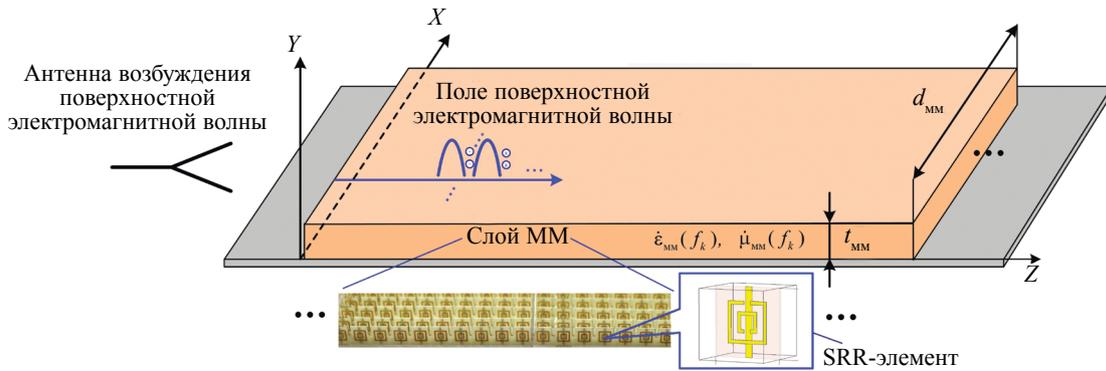


Рис. 1. Геометрия однослойного метаматериала на металлической подложке.

Примем, что слой метаматериала возбуждается квазиплоской электромагнитной волной с вертикальной поляризацией. Для рассматриваемой поляризации электромагнитной волны, с учетом соответствующего размещения элементов (вектор \mathbf{E} параллелен металлической полоске), ММ представляет собой анизотропную среду с тензорами диэлектрической и магнитной проницаемостей диагонального вида [9, 12, 21]:

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \begin{pmatrix} \hat{\epsilon}_{xx}(f) & 0 & 0 \\ 0 & \hat{\epsilon}_{yy}(f) & 0 \\ 0 & 0 & \hat{\epsilon}_{zz}(f) \end{pmatrix}, \quad \bar{\bar{\mu}} = \begin{pmatrix} \hat{\mu}_{xx}(f) & 0 & 0 \\ 0 & \hat{\mu}_{yy}(f) & 0 \\ 0 & 0 & \hat{\mu}_{zz}(f) \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где $\hat{\epsilon}_{xx} \approx 1$; $\hat{\epsilon}_{yy}(f) = \hat{\epsilon}_{\text{ММ}}(f)$; $\hat{\epsilon}_{zz} \approx 1$; $\hat{\mu}_{xx}(f) = \hat{\mu}_{\text{ММ}}(f)$; $\hat{\mu}_{yy} \approx 1$; $\hat{\mu}_{zz} \approx 1$; зависимости $\hat{\epsilon}_{\text{ММ}}(f)$ и $\hat{\mu}_{\text{ММ}}(f)$ описываются частотно-дисперсионными моделями материальной среды Друде—Лоренца и имеют следующий вид [9, 10]:

$$\hat{\epsilon}_{\text{ММ}}(f) = \epsilon_{\infty} - \frac{(2\pi f_p)^2}{(2\pi f)^2 - j2\pi f \delta_s}; \quad \hat{\mu}_{\text{ММ}}(f) = \mu_{\infty} - \frac{(\mu_s - \mu_{\infty})(2\pi f_0)^2}{(2\pi f_0)^2 + j2\pi f \delta_m - (2\pi f)^2}, \quad (7)$$

где ϵ_{∞} — высокочастотный предел диэлектрической проницаемости (так называемая оптическая диэлектрическая проницаемость); f_p — плазменная электрическая частота; δ_s — постоянная, характеризующая электрические потери; μ_{∞} — высокочастотная магнитная проницаемость; μ_s — низкочастотная магнитная проницаемость; f_0 — плазменная магнитная частота (резонансная частота рамки разомкнутых колец); δ_m — постоянная, характеризующая магнитные потери; f — текущая частота.

Далее, не привязываясь к конкретному ММ на основе SRR элементов, для удобства вывода основных расчетных соотношений и для исключения оперирования с тензорами, для построения модели измерений в общем виде (не привязываясь к теории гомогенизации) примем, что рассматривается однородный ММ с эффективными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей, описываемыми элементами $\dot{\epsilon}_{yy}(f), \dot{\mu}_{xx}(f)$ тензоров (6) $\dot{\epsilon}_{MM}(f) = \dot{\epsilon}_{yy}(f)$ $\dot{\mu}_{MM}(f) = \dot{\mu}_{xx}(f)$. Естественно, на практике представленную модель следует применять в зависимости от типа элементов ММ и условий возбуждения ПЭМВ в нем.

Исходя из этого, будем искать частотные зависимости для действительной и мнимой частей диэлектрической и магнитной проницаемостей $\dot{\epsilon}_{MM}(f_k), \dot{\mu}_{MM}(f_k)$ для однородного ММ с одним резонансом, а вектор ЭФГП ММ представим пятикомпонентным $\xi_{MM} = \{\epsilon'_{MM}(f_k), \epsilon''_{MM}(f_k), \mu'_{MM}(f_k), \mu''_{MM}(f_k), t_{MM}\}$, где $\epsilon'_{MM}(f_k), \mu'_{MM}(f_k)$ — действительные и $\epsilon''_{MM}(f_k), \mu''_{MM}(f_k)$ — мнимые части эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей метаматериала соответственно, t_{MM} — толщина слоя метаматериала.

С учетом того, что ММ обладает частотной дисперсией, которая в его рабочей области частот (область с отрицательной рефракцией) носит сильно резонансный характер, введем параметризацию эффективных значений диэлектрической и магнитной проницаемостей в векторе ЭФГП ξ_{MM} . Для этого оцениваемые комплексные диэлектрические и магнитные проницаемости представим в виде параметрических функций частоты $\epsilon_{MM}^{(\varpi)}(f_k), \epsilon''_{MM}(\varpi)(f_k), \mu_{MM}^{(\vartheta)}(f_k), \mu''_{MM}(\vartheta)(f_k)$, имеющих вид дисперсионных моделей Друде—Лоренца (7) с векторами параметров $\varpi = \{\epsilon_\infty, \omega_p, \delta_\varpi\}$ и $\vartheta = \{\mu_s, \mu_\infty, \omega_0, \delta_m\}$ соответственно, и перейдем от вектора ξ_{MM} к вектору ξ'_{MM} :

$$\xi_{MM} = \{\epsilon'_{MM}(f_k), \epsilon''_{MM}(f_k), \mu'_{MM}(f_k), \mu''_{MM}(f_k), t_{MM}\} \rightarrow \xi'_{MM} = \{\epsilon_\infty, \omega_p, \delta_\varpi, \mu_s, \mu_\infty, \omega_0, \delta_m, t_p\}. \quad (8)$$

Согласно (4), мнимую часть комплексного коэффициента ослабления $\dot{\alpha}(f, \xi_{MM})$ возможно определить по результатам косвенных измерений коэффициента затухания ПЭМВ, распространяющейся вдоль поверхности ММ. Однако при этом теряется главное достоинство метода — локальность контроля. Исходя из этого, мнимую часть $\alpha''(f, \xi_{MM})$ комплексного коэффициента ослабления включили в целевую функцию (5) в качестве дополнительного параметра оптимизации.

С учетом того, что мнимая часть $\alpha''(f, \xi_{MM})$ комплексного коэффициента ослабления $\dot{\alpha}(f, \xi_{MM})$ для рассматриваемого ММ с одним резонансом описывается зависимостью, схожей с дисперсионной зависимостью его комплексной магнитной проницаемости, что будет показано далее при решении дисперсионного уравнения, ее можно представить в виде:

$$\alpha''(f, \varphi_\alpha) = A_\alpha - \frac{(B_\alpha - A_\alpha)C_\alpha^2}{C_\alpha^2 + j2\pi f D_\alpha - (2\pi f)^2}, \quad (9)$$

где $A_\alpha, B_\alpha, C_\alpha, D_\alpha$ — некоторые параметры, которые фактически представляют собой коэффициенты регрессии данной функциональной зависимости.

В такой постановке данные коэффициенты необходимы только для обеспечения минимизации функционала (5). Параметры $A_\alpha, B_\alpha, C_\alpha, D_\alpha$ объединим в вектор параметрических коэффициентов функциональной зависимости (9) мнимой части коэффициента ослабления $\varphi_\alpha = \{A_\alpha, B_\alpha, C_\alpha, D_\alpha\}$.

Согласно (8) и представления мнимой части комплексного коэффициента ослабления в виде (9) целевая функция для оценки комплексных эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей ММ примет вид:

$$\hat{\xi}'_{MM} = \arg \min_{\xi'_{MM} \in \xi'_{доп}} \rho(\xi'_{MM}, \varphi_\alpha) = \frac{1}{K} |\mathbf{A}'_s - \mathbf{A}'_T|^2, \quad (10)$$

где \mathbf{A}'_s и \mathbf{A}'_T — вектор-столбцы со следующими компонентами:

$$\mathbf{A}'_s = [\alpha'_s(f_1) + j\alpha''(f_1, \varphi_\alpha), \alpha'_s(f_2) + j\alpha''(f_2, \varphi_\alpha), \dots, \alpha'_s(f_K) + j\alpha''(f_K, \varphi_\alpha)]^T,$$

$$\mathbf{A}'_T = [\dot{\alpha}_T(f_1, \xi'_{MM}), \dot{\alpha}_T(f_2, \xi'_{MM}), \dots, \dot{\alpha}_T(f_K, \xi'_{MM})]^T,$$

где $\rho(\xi'_{MM}, \varphi_\alpha)$ — расстояние между экспериментально полученными \mathbf{A}'_s и вычисленными теоретическими значениями \mathbf{A}'_T коэффициентов ослабления поля ПЭМВ в области допустимых значений $\xi'_{MM} \in \xi'_{доп}$.

Таким образом, оптимизационная задача (5) с учетом параметризации ЭФГП свелась к минимизации целевой функции (10) путем варьирования параметрическими коэффициентами (8). Исходя из этого, в результате решения оптимизационной задачи (10) определялись параметрические коэффициенты векторов $\varpi = \{\varepsilon_\infty, \omega_p, \delta_\vartheta\}$ и $\vartheta = \{\mu_s, \mu_\infty, \omega_0, \delta_m\}$, что позволило сразу определить конкретный вид частотных зависимостей комплексных диэлектрических и магнитных проницаемостей ММ $\varepsilon_{\text{ММ}}^{(\varpi)}(f_k)$, $\varepsilon_{\text{ММ}}^{(\varpi)}(f_k)$, $\mu_{\text{ММ}}^{(\vartheta)}(f_k)$, $\mu_{\text{ММ}}^{(\vartheta)}(f_k)$ для заданного диапазона частот измерений в одной операции минимизации.

Большинство работ по теории распространения ПЭМВ в ММ [36—43] посвящены анализу комплексной постоянной распространения γ . С учетом развития подхода по измерению комплексного коэффициента ослабления, который связан с постоянной распространения зависимостью (1), все расчетные соотношения пересчитаны через него.

Теоретические значения комплексного коэффициента ослабления $\dot{\alpha}_T(f, \xi_{\text{ММ}})$ ПЭМВ рассматриваемого ММ при минимизации целевой функции (10) были получены путем решения дисперсионного уравнения по известному вектору параметрических коэффициентов $\xi'_{\text{ММ}}$ на частотах f_k , $k = 1, 2, \dots, K$ [32—34, 38—40]:

$$D[\dot{\alpha}(f, \xi'_{\text{ММ}}); f_k] = 0. \quad (11)$$

Дисперсионное уравнение (11) получено на основе хорошо зарекомендовавшего в предыдущих исследованиях, прежде всего из-за удобства и простоты, метода «поперечного резонанса» [32—34, 39, 40]. Расчетная схема составления дисперсионного уравнения (11) для ММ приведена на рис. 2.

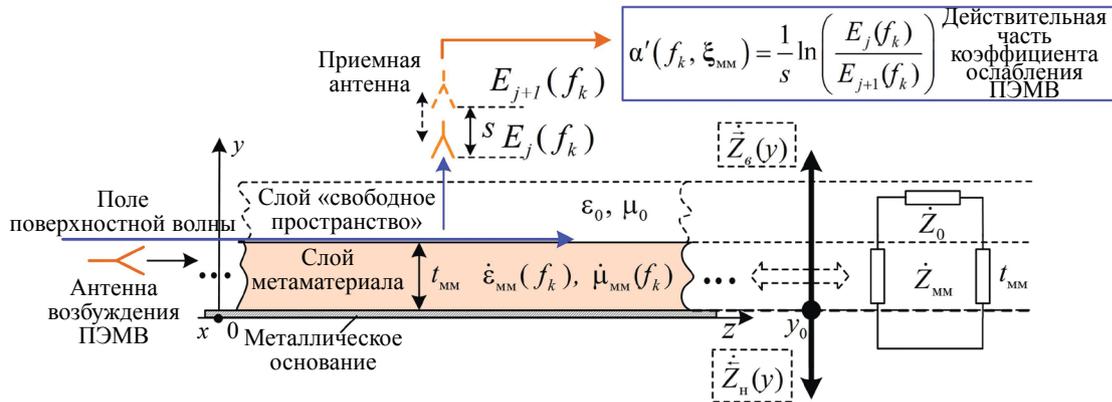


Рис. 2. Расчетная схема составления дисперсионного уравнения для ММ.

В рассматриваемом ММ, с учетом вертикальной поляризации антенны возбуждения, существуют ПЭМВ Е-типа. При этом подход к оценке ЭФГП ММ с помощью ПЭМВ Н-типов аналогичны. Естественно, для этого необходимо ПЭМВ в ММ возбуждать электромагнитными волнами с соответствующей поляризации.

Уравнение «поперечного резонанса» для составления дисперсионного уравнения (11) в принципе не отличается от дисперсионного уравнения для обычного материала и имеет следующий вид [34, 39, 40]:

$$\dot{Z}_v(y) + \dot{Z}_n(y) = 0 \quad \text{при } \forall y, \quad (12)$$

где $\dot{Z}_v(y)$ и $\dot{Z}_n(y)$ — эквивалентные характеристические сопротивления «вверх» и «вниз» относительно произвольного опорного сечения y_0 (для удобства математических преобразований выбрано сечение y_0 между слоем ММ и металлической подложкой).

При составлении дисперсионного уравнения учтено, что действительная и мнимая части диэлектрической и магнитной проницаемостей ММ описываются дисперсионными моделями Друде—Лоренца (7), в соответствии с заменой (8), а также учитывается конечная ширина ММ $d_{\text{ММ}}$.

Учет значения характеристического сопротивления $\dot{Z}_n(y)$, отличного от нуля, для обеспечения приемлемой точности оценки ЭФГП ММ необходим, если его толщина соизмерима с толщиной поверхностного слоя в металле. С учетом того, что толщина слоя исследуемого ММ составляла $t_{\text{ММ}} = 5$ мм, что намного больше толщины поверхностного слоя в металле, для сокращения времени машинных расчетов было принято $\dot{Z}_n(y) \approx 0$.

Характеристическое сопротивление $\dot{Z}_B(y)$ определяется по рекуррентной формуле трансформации волновых сопротивлений [32—34, 40, 44—46]:

$$\dot{Z}_B \equiv \dot{Z}(\text{MM}_-0) = \dot{Z}_{\text{MM}} \frac{\dot{Z}_0 + j\dot{Z}_{\text{MM}} \operatorname{tg}(\dot{q}t_{\text{MM}})}{\dot{Z}_{\text{MM}} + j\dot{Z}_0 \operatorname{tg}(\dot{q}t_{\text{MM}})}, \quad (13)$$

где $\dot{Z}(\text{MM}_-0)$ — эквивалентное характеристическое сопротивление слоя ММ и слоя над ним (слой «свободное пространство»); $\dot{Z}_0, \dot{Z}_{\text{MM}}$ — характеристические сопротивления на границе раздела между слоем ММ и свободным пространством и в слое ММ соответственно.

Выражения для \dot{Z}_0 и \dot{Z}_{MM} имеют следующий вид [32—34, 39, 40, 44—45]:

$$\dot{Z}_0 = -j \frac{\dot{\alpha}(f_k, \xi'_{\text{MM}})}{\omega \varepsilon_0}; \quad \dot{Z}_{\text{MM}} = \frac{\dot{q}}{\omega \varepsilon_0 (\varepsilon_{\text{MM}}^{(\text{т})}(f_k) - j \mu_{\text{MM}}^{(\text{т})}(f_k))},$$

где $\dot{\alpha}(f_k, \xi'_{\text{MM}})$ — комплексный коэффициент ослабления ПЭМВ, $\dot{\alpha}(f_k, \xi'_{\text{MM}}) = \sqrt{\dot{\gamma}^2 - k_0^2}$, $\dot{\gamma}$ — продольная комплексная постоянная распространения ПЭМВ; k_0 — волновое число свободного пространства, $k_0 = 2\pi f/c$; ω — круговая частота, $\omega = 2\pi f$; ε_0 — диэлектрическая постоянная; \dot{q} — комплексное поперечное волновое число ПЭМВ в слое ММ, $\dot{q} = \sqrt{\dot{k}_{\text{MM}}^2 - k_0^2 - \dot{\alpha}^2(f, \xi'_{\text{MM}}) + \beta^2}$, \dot{k}_{MM} — комплексное волновое число в слое ММ, $\dot{k}_{\text{MM}} = 2\pi f \sqrt{(\varepsilon_{\text{MM}}^{(\text{т})}(f_k) - j \mu_{\text{MM}}^{(\text{т})}(f_k))(\mu_{\text{MM}}^{(\text{с})}(f_k) - j \mu_{\text{MM}}^{(\text{н})}(f_k))} / c$, c — скорость ЭМВ в свободном пространстве, $\varepsilon_{\text{MM}}^{(\text{т})}(f_k) - j \mu_{\text{MM}}^{(\text{т})}(f_k)$ — комплексная диэлектрическая проницаемость слоя ММ, $\mu_{\text{MM}}^{(\text{с})}(f_k) - j \mu_{\text{MM}}^{(\text{н})}(f_k)$ — комплексная магнитная проницаемость слоя ММ, $\beta = m\pi / d_{\text{MM}}$ — волновое число, характеризующее распределение поля ПЭМВ по ширине ММ d_{MM} , j — мнимая единица.

Таким образом, итоговое дисперсионное уравнение для нахождения теоретических комплексных коэффициентов ослабления ММ на металлической подложке может быть представлено в следующем виде:

$$D[\dot{\alpha}(f_k, \xi'_{\text{MM}}); f_k] = 0 \equiv \dot{Z}(\text{MM}_-0) = 0. \quad (14)$$

Полученное дисперсионное уравнение (14) позволяет для заданной частоты f_k , вектора параметрических коэффициентов $\xi'_{\text{MM}} = \{\varepsilon_\infty, \omega_p, \delta_s, \mu_s, \mu_\infty, \omega_0, \delta_m, t_m\}$ и толщины t_m однозначно определить комплексный коэффициент ослабления ПЭМВ $\dot{\alpha}_T(f, \xi'_{\text{MM}})$ и, по сути, является прямой задачей метода квазирешений для ПЭМВ, возбуждаемых в слое ММ.

Таким образом, разработанный метод определения ЭФГП ММ с помощью ПЭМВ включает в себя следующую последовательность действий:

1. Определение экспериментальных действительных частей $\alpha'_s(f_k, \xi'_{\text{MM}})$ комплексных коэффициентов ослабления ПЭМВ на сетке дискретных частот f_k , $k = 1, \dots, K$ методом зонда.
2. Параметризация ЭФГП ММ в соответствии с дисперсионными моделями Друде—Лоренца (7) и переход от вектора ξ_{MM} к вектору ξ'_{MM} (8).
3. Составление дисперсионного уравнения (14) и целевой функции (10).
4. Решение оптимизационной задачи по минимизации целевой функции (10) путем варьирования составляющими векторов ϖ и ϑ параметрических функций $\varepsilon_{\text{MM}}^{(\text{т})}(f_k)$, $\varepsilon_{\text{MM}}^{(\text{с})}(f_k)$, $\mu_{\text{MM}}^{(\text{с})}(f_k)$, $\mu_{\text{MM}}^{(\text{н})}(f_k)$.
5. На основе найденных при минимизации целевой функции (10) параметрических коэффициентов векторов $\varpi = \{\varepsilon_\infty, \omega_p, \delta_s\}$ и $\vartheta = \{\mu_s, \mu_\infty, \omega_0, \delta_m\}$ формируются искомые частотные зависимости комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей $\varepsilon_{\text{MM}}^{(\text{т})}(f_k)$, $\varepsilon_{\text{MM}}^{(\text{с})}(f_k)$, $\mu_{\text{MM}}^{(\text{с})}(f_k)$, $\mu_{\text{MM}}^{(\text{н})}(f_k)$ исследуемого ММ для заданной полосы частот измерений f_k , $k = 1, \dots, K$.

Численная оптимизация целевой функции (10) осуществлялась с помощью генетического алгоритма, реализованного в виде функции «ga» приложения Global Search пакета Matlab. С учетом параметризации (7) и дополнительного вектора φ_α параметризация осуществлялась по двенадцати переменным. При этом параметр ω_0 находится в окрестности резонансного максимума действительной части коэффициента ослабления и фактически определяется экспериментально. Для остальных параметров векторов ξ'_{MM} и φ_α границы верхнего и нижнего диапазона их изменения при оптимизации были установлены на 30% от номинальных значений. Проведенные исследования позволили оптимальным образом подобрать параметры генетического алгоритма, обеспечивающие гарантированное нахождение глобального минимума целевой функции (10). Основные из них

следующие: размер популяции 15000, вероятность скрещивания 90 %, вероятность мутации 10 %. Среднее время минимизации целевой функции (10) составляет не более 1,5—2 мин на компьютере с процессором типа intel core i5, с тактовой частотой 2,33 ГГц и 4 Гбайт оперативной памяти.

МАТЕРИАЛЫ И ОБОРУДОВАНИЕ

Численная и экспериментальная проверка определения эффективных ЭФГП ММ с помощью приведенного подхода проводилась на широко применяемом в исследованиях плоскостойком ММ на основе SRR-элементов в виде двух разомкнутых прямоугольных рамок и полосок [10, 15—25]. Несмотря на большое количество дискуссий и споров по вопросам извлечения его эффективных ЭФГП, можно считать, что данный ММ подробно исследован и разработан ряд эффективных методов гомогенизации его эффективных ЭФГП, которые соответствуют объективным данным как численных, так и натуральных экспериментов.

Вектора эффективных электрофизических параметров ММ $\varpi = \{\varepsilon_\infty, \omega_p, \delta_s\}$ и $\vartheta = \{\mu_s, \mu_\infty, \omega_0, \delta_m\}$ рассчитывали по методике, приведенной в [25]. Она заключается в подборе коэффициентов отражения и передачи S_{11}, S_{12} , эквивалентной однородной структуры, которые соответствуют этим же коэффициентам для эталонной структуры S_{11}, S_{12} . Эталонная структура — это единичный элемент SRR, геометрические размеры которого спроектированы в системе электродинамического моделирования, а эквивалентная однородная структура — плоскостойкий слой однородного ММ толщиной такой же, как у элементарной ячейки SRR, ЭФГП которого описываются дисперсионными моделями Друде (диэлектрическая проницаемость) и Лоренца (магнитная проницаемость). Вектора эффективных электрофизических параметров являлись параметрами оптимизации.

Оптимизированные ЭФГП однородного слоя для модели Друде—Лоренца, соответствующие единичной ячейке SRR, приведены в табл. 1, геометрические параметры единичного SRR-элемента приведены в табл. 2, внешний вид элемента и соответствующие дисперсионные зависимости электрофизических параметров Друде—Лоренца приведены на рис. 3. Материал для диэлектрической основы ММ — Rogers 4350 ($\varepsilon' = 3,48$).

Таблица 1

Оптимизированные параметры однородного ММ для модели Друде—Лоренца

Параметр	Оптимизированное значение
ε_∞	1,62
ω_p	$2\pi \cdot 14,63 \text{ с}^{-1}$
δ_s	30, 69 МГц
μ_s	1,26
μ_∞	1,12
ω_0	$2\pi \cdot 10,05 \text{ с}^{-1}$
δ_m	1,24 ГГц

Таблица 2

Геометрические размеры эталонного элемента, мм

Параметр	Оптимизированное значение, мм
a	5
lw	0,5
ls	1,5
lb	3
c	0,25
q	0,5
t_d	0,254

С учетом параметров полученного единичного элемента был изготовлен образец ММ в виде плоской пластины (рис. 4). Не привязываясь строго к теории гомогенизации, для обеспечения про-

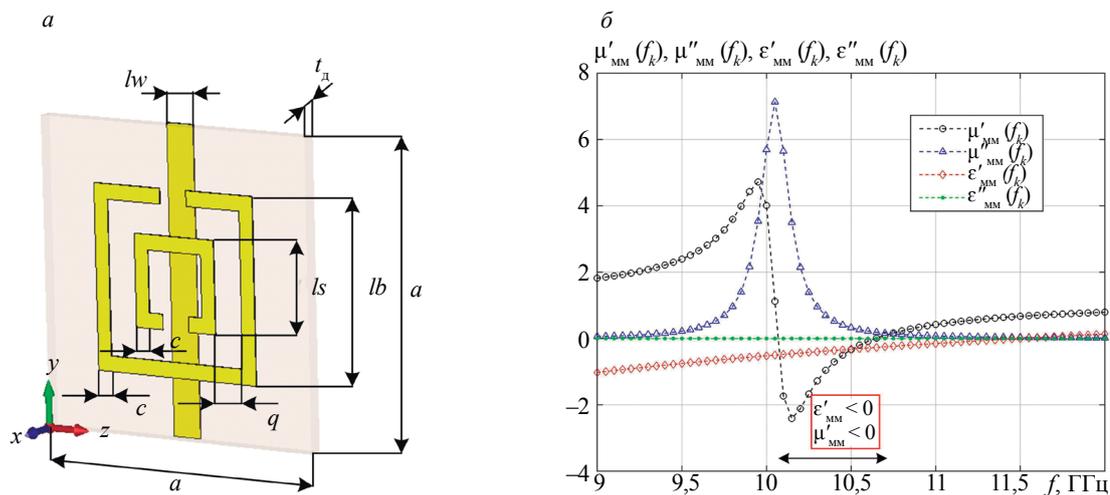


Рис. 3. Внешний вид SRR-элемента и соответствующие ему дисперсионные зависимости электрофизических параметров Друде—Лоренца.

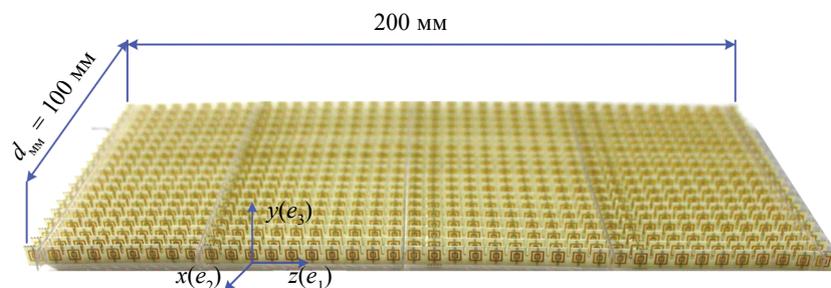


Рис. 4. Фотография образца ММ.

явления ММ свойств однородной среды, SRR-элементы в направлениях e_1 и e_2 разместили с периодичностью 5 мм. Толщина ММ соответствует высоте одного элемента SRR — $a = 5$ мм.

Базовая структура измерительного комплекса (ИК) для реализации предложенного метода приведена в [32—34]. ИК для определения ЭФГП ММ реализован на основе векторного анализатора электрических цепей (ВАЦ) Anritsu 37347A и системы перемещения приемной антенны (измерительного зонда) с числовым программным управлением.

На рис. 5а представлена фотография измерительного комплекса, на рис. 5б — структурная схема и общая схема проведения эксперимента по оценке ЭФГП ММ, где цифрами обозначено: 1 — векторный анализатор электрических цепей; 2 — приемная антенна с механизмом перемещения — 3; 4 — электронная вычислительная машина; 5 — антенна возбуждения ПЭМВ; 6 — металлическая поверхность; 7 — ММ.

Общий алгоритм работы измерительного комплекса следующий. Возбуждение ПЭМВ в слое ММ осуществляется с помощью Н-секториальной рупорной антенны (передающей антенны) 5, которая запитывается от первого порта ВАЦ. Несмотря на то, что рупорная антенна, использованная в эксперименте, создает сферический фронт волны и косинусоидальное распределение амплитуды поля поперек пластины ММ, ошибками измерений, вызванными несинфазностью фронта волны, можно пренебречь, поскольку фактически они проводились на малом пространственном интервале, в пределах двух SRR-элементов.

С помощью приемной антенны и механизма ее перемещения осуществляется снятие зависимостей действительной части коэффициента передачи S_{12} от расстояния по нормали до поверхности ММ на частотах f_k , $k = 1, \dots, K$ (см. рис. 5).

Оценку коэффициента ослабления поля ПЭМВ проводили по измеренным коэффициентам передачи S_{12} , которые пропорциональны значениям напряженности поля ПЭМВ, по формуле:

$$\alpha'(f_k, \xi'_n) = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J \frac{1}{s} \ln \left[\frac{S_{12j}}{S_{12j+1}} \right], \quad (15)$$

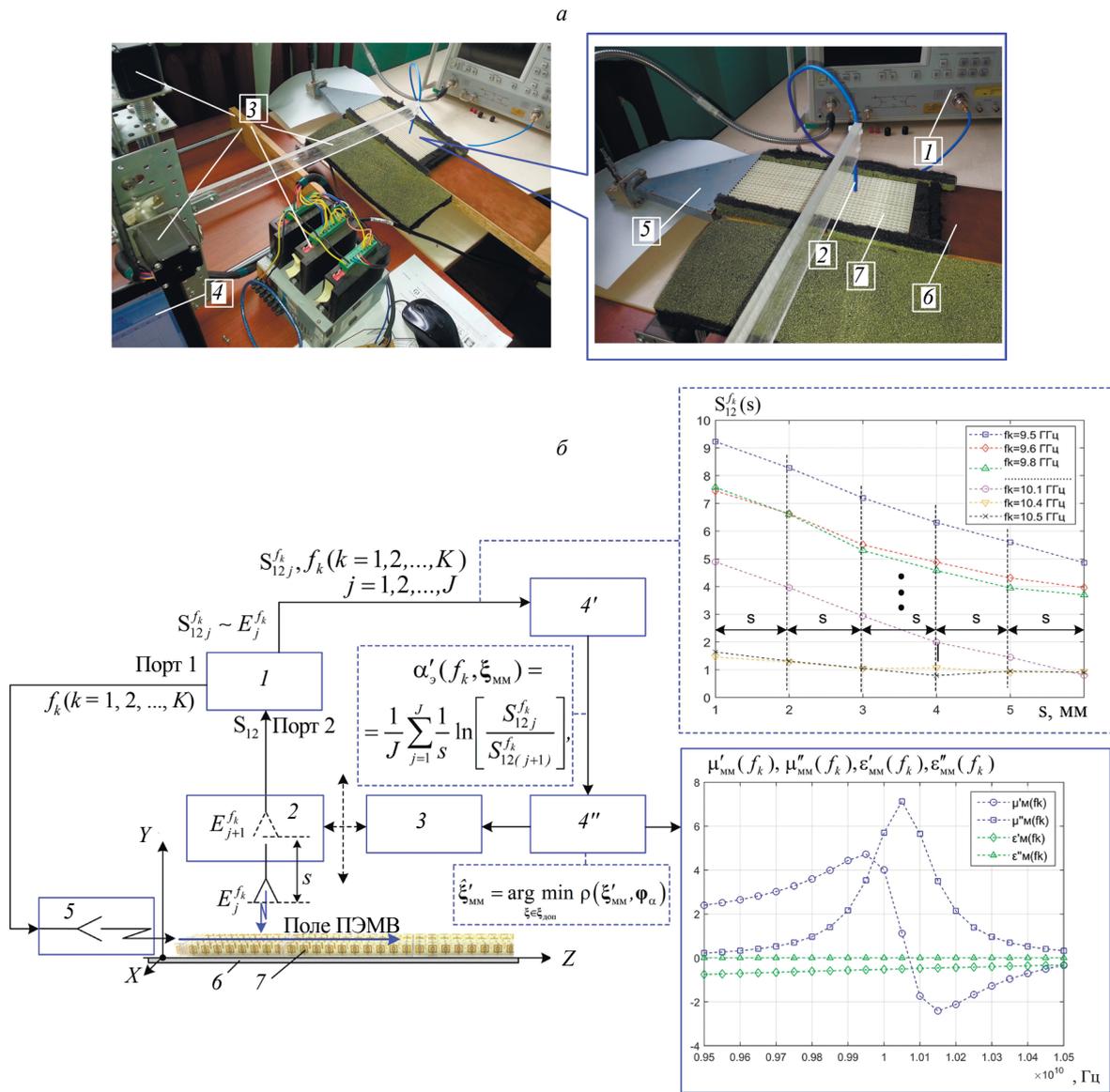


Рис. 5. Фотография (а) и структурная схема (б) ИК, реализующего метод контроля ЭФП метаматериалов.

где s — шаг между точками измерений, который составлял 1 мм; J — количество точек измерения (экспериментальные исследования показали, что для приемлемой точности оценок коэффициента ослабления необходимо $J = 4$ —5 точек измерения над поверхностью).

По полученному ряду экспериментальных значений коэффициентов ослабления решали задачу (10) и находили дисперсионные зависимости эффективных ЭФП ММ.

Для калибровки ИК использовали стандартный образец полиметилметакрилата толщиной 5 мм ($\epsilon = 2,7$) и образец материала с более высоким значением диэлектрической проницаемости — RO3010 (производитель Rogers Corporation, USA) ($\epsilon = 11,2$). Диапазон частот измерений составил 9—13,5 ГГц с дискретным шагом по частоте 0,5 ГГц (количество частот $K=10$). Относительные погрешность оценки диэлектрической проницаемости данных материалов в исследуемом диапазоне составляют не более 5—7 %. Магнитная проницаемость соответствует единице.

Для оценки СКО уровня шума в измерительных данных было снято по 300 значений $\alpha'_j(f_k, \xi'_{MM})$ для каждого из материалов и для каждой частоты измерений. Установлено, что плотность распределения вероятностей коэффициентов ослабления поля подчиняется нормальному закону распределения с СКО 0,01—0,015.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ОЦЕНКЕ ЭФГП ММ

Проведены как численные, так и натурные эксперименты по оценке ЭФГП ММ. Частотные зависимости теоретических значений действительной $\alpha'_T(f_k, \xi_{MM})$ и мнимой $\alpha''_T(f_k, \xi_{MM})$ частей коэффициента ослабления исследуемого ММ в полосе частот $\Delta f = 9 - 12$ ГГц, на основе электродинамической модели (14) (решение прямой задачи) и частотных зависимостей эффективных комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей, приведенных в табл. 1, представлены на рис. 6.

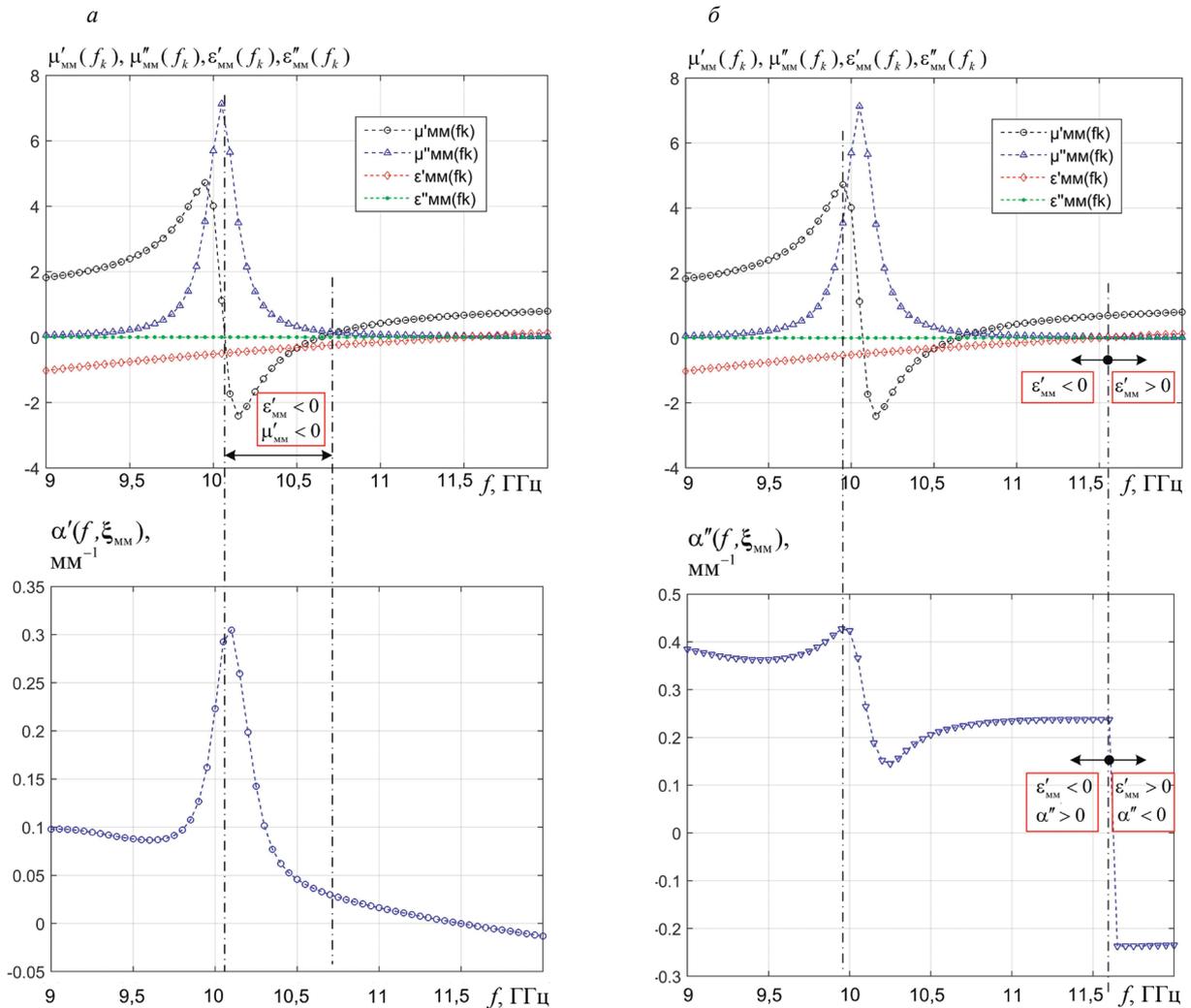


Рис. 6. Частотные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей комплексного коэффициента ослабления исследуемого образца ММ.

Анализ зависимостей рис. 6 позволил установить следующие закономерности в частотной зависимости комплексного коэффициента ослабления для исследуемого ММ. Как и следовало ожидать, в области частот, где частотные зависимости ЭФП ММ носят резонансный характер, зависимость действительной части комплексного коэффициента ослабления $\alpha'_T(f_k, \xi_{MM})$ также резонансная. Максимум $\alpha'_T(f_k, \xi_{MM})$ в целом соответствует частоте $f_{max} = 10,1$ ГГц, которая находится в окрестности частот, где зависимости действительной и мнимой частей магнитной проницаемости имеют экстремальные значения ($\mu'_{MM} = 4,72, f = 9,95$ ГГц; $\mu''_{MM} = -2,4, f = 10,15$ ГГц; $\epsilon'_{MM} = 7,13, f = 10,05$ ГГц).

Максимум мнимой части комплексного коэффициента ослабления также находится на частоте $f = 9,97$ ГГц, то есть в окрестности частот, где частотные зависимости $\mu'_T(f)$ и $\mu''_T(f)$ имеют экстремальные значения.

Также установлено, что для материалов с положительными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей (DPS-материалы или обычные материалы) мнимая часть коэффициента ослабления является отрицательной величиной и показывает, что фазовый набег ПЭМВ, распространяющейся по направлению к поверхности раздела «покрытие — свободное пространство», уменьшается.

Для ММ мнимая часть коэффициента ослабления положительная $\dot{\alpha}(f, \xi_{\text{MM}}) = \alpha'(f, \xi_{\text{MM}}) + j\alpha''(f, \xi_{\text{MM}})$, что означает что фазовый набег ПЭМВ по направлению нормали от поверхности ММ увеличивается, в отличие от материалов с положительными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей. Анализ зависимости комплексного коэффициента ослабления (рис. 6б) показывает, что на частоте $f = 11,5$ ГГц, где диэлектрическая проницаемость меняет знак с отрицательного на положительный, коэффициент ослабления также меняет знак на противоположный.

Данную закономерность можно отследить, измеряя фазу коэффициента передачи S_{12} по нормали к поверхности ММ. В качестве примера на рис. 7 приведены экспериментально полученные на ИК фазовые набег разработанного ММ для частоты 11,4 и частоты 11,8 ГГц. Анализ представленных экспериментальных зависимостей подтверждает, что в области, где диэлектрическая проницаемость ММ становится положительной, фазовый набег ПЭМВ начинает уменьшаться.

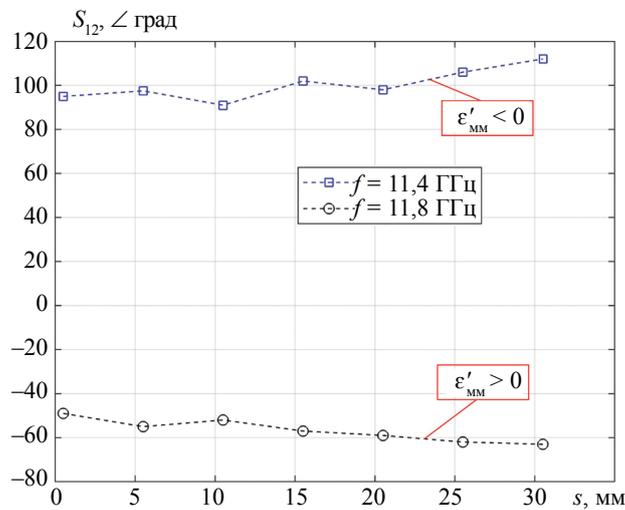


Рис. 7. Фазовые набег ПЭМВ в ММ.

Таким образом, хотя представленный к контролю подход подразумевает, что априорно известно, что материал является ММ, в целом можно утверждать, что анализ закономерностей поведения частотных зависимостей действительной и мнимой частей комплексного коэффициента ослабления могут служить косвенными признаками отнесения исследуемого материала к ММ.

Для оценки устойчивости решения обратной задачи (10) в различных условиях к теоретическим значениям был добавлен аддитивный некоррелированный гауссовский шум $n(f_k)$ с нулевым математическим ожиданием $m(n(f_k)) = 0$ и заданным уровнем дисперсии σ_n^2 , что позволило имитировать экспериментальные коэффициенты ослабления, которые были представлены в следующем виде [32]:

$$\alpha'_o(f, \xi_{\text{MM}}) = \alpha'_t(f, \xi_{\text{MM}}) + n(f_k), \quad k = 1, 2, \dots, K, \quad (16)$$

где $n(f_k)$ — шум, обусловленный как инструментальной и методической погрешностями при проведении эксперимента, так и достоверностью выбранной электродинамической модели реальной физической ситуации.

Для решения обратной задачи (10) использовали 21 значение частоты из интервала $\Delta f = 9,5 - 10,5$ ГГц с шагом по частоте 0,25 ГГц.

На рис. 8 приведены частотные дисперсионные зависимости комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей, полученные путем решения обратной задачи (10) при возрастающих значениях уровня среднего квадратического отклонения (СКО) шума в измерительных данных ($\sigma = 0,01; 0,02; 0,03; 0,04$).

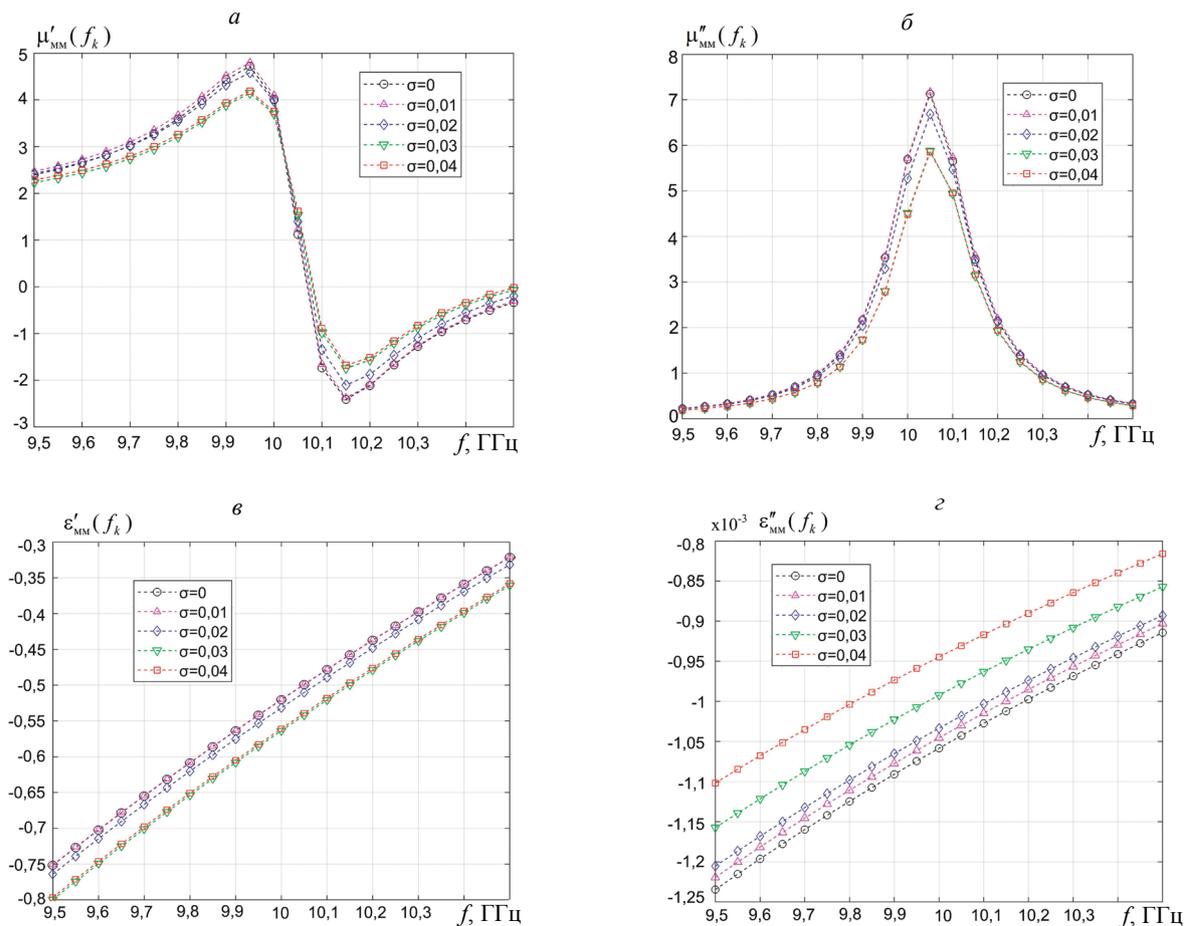


Рис. 8. Частотные зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической и магнитной проницаемостей ММ при возрастании СКО шума.

Анализ зависимостей на рис. 8 показал, что в целом погрешности оценок действительной и мнимой частей комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей ММ, в том числе и в резонансной области, при СКО уровня шума 0,02 не превышают 10 %. При этом экспериментальное значение СКО уровня шума 0,015. Погрешности оценки толщины при этом получили следующие: $\sigma = 0,01$, $\delta t_{\text{MM}} \approx 3,5 \%$; $\sigma = 0,02$, $\delta t_{\text{MM}} \approx 6 \%$; $\sigma = 0,03$, $\delta t_{\text{MM}} \approx 10 \%$; $\sigma = 0,04$, $\delta t_{\text{MM}} \approx 19 \%$.

Таким образом, в целом, проведенный численный эксперимент показал, что разработанная электродинамическая модель измерений обеспечивает устойчивое решение обратной задачи (10) при воздействии шума.

Не привязываясь строго к теории гомогенизации ММ, было исследовано соответствие получаемых экспериментальных значений эффективных ЭФГП с характеристиками спроектированного ММ (см. табл. 2). Измерения проводились с помощью разработанного ИК. Исследован характер коэффициента ослабления в трех областях пространства над ММ: точка измерения над SRR-элементом (посередине), точка измерения между SRR-элементами (поперек) и точка измерения между SRR-элементами (вдоль).

На рис. 9 приведена экспериментальная зависимость коэффициента ослабления поля ПЭМВ исследуемого ММ. Наблюдается характерное резонансное поведение действительной части коэффициента ослабления поля ПЭМВ.

Как и следовало ожидать, частотные зависимости коэффициента ослабления различны в трех исследуемых областях. На основе полученных экспериментальных частотных зависимостей коэффициентов ослабления решали оптимизационную задачу (10) и находили частотные зависимости эффективных значений электрофизических параметров ММ. На рис. 10 приведены частотные зависимости комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей исследуемого ММ, полученные по экспериментальным коэффициентам ослабления.

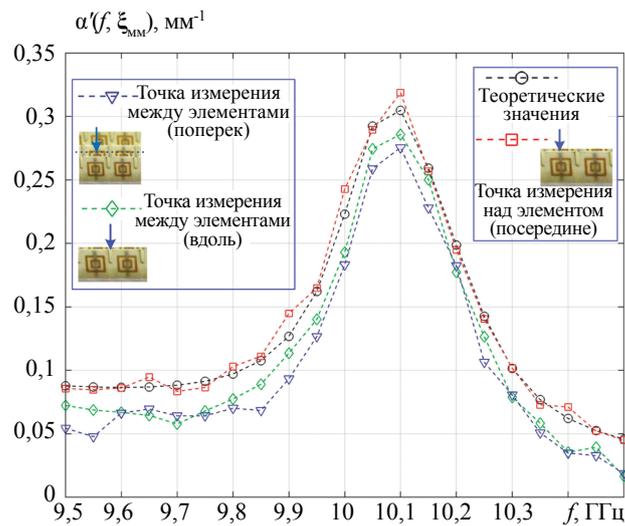


Рис. 9. Экспериментальные частотные зависимости действительной части коэффициента ослабления для исследуемого образца ММ.

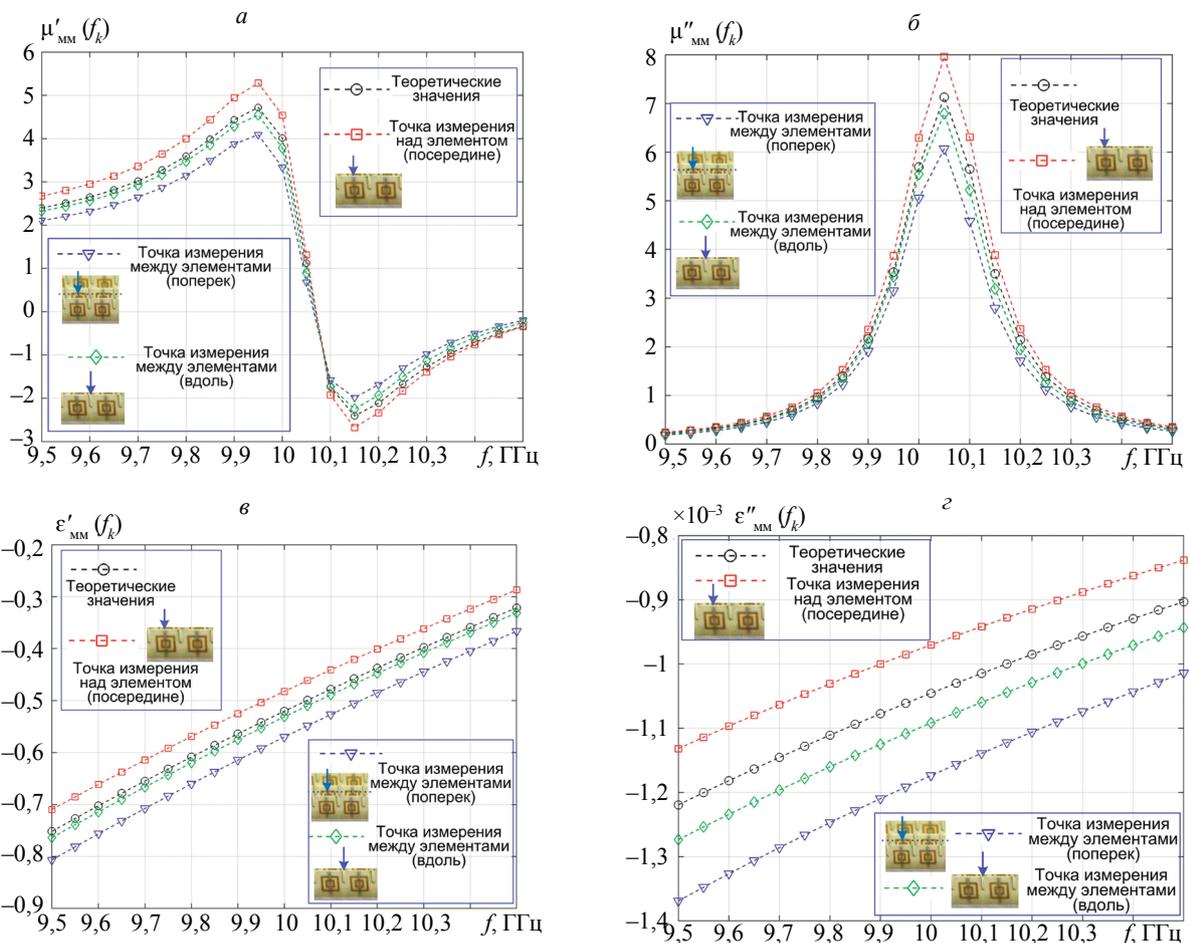


Рис. 10. Экспериментальные частотные зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической и магнитной проницаемостей ММ.

Анализ зависимостей рис. 10 показывает, что ЭФГП, как и коэффициент ослабления, различны в трех исследуемых областях ММ. Наибольшее соответствие ЭФГП наблюдается при измерениях

между двумя элементами (вдоль). В остальных точках измерения погрешность в целом не превышает 10 %. Погрешности оценки толщины не превышают в целом 10 %.

Таким образом, установлено — фактически представленный подход позволяет осуществлять локальный контроль параметров ММ, что позволяет исследовать, как данные параметры меняются по поверхности исследуемого образца, а значит осуществлять его контроль качества.

Как было сказано в ограничениях к статье, цели строгой привязки к теории гомогенизации не было, однако представленные экспериментальные данные показывают, что данный метод можно также эффективно применить для целей гомогенизации ЭФГП ММ. В целом, следует отметить, хорошее соответствие экспериментально полученных ЭФГП метаматериала с ЭФГП, рассчитанными при его проектировании по методике извлечения их из коэффициентов передачи и отражения, а также с результатами известных публикаций [10, 15—25].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Представлены результаты исследования показавшие высокую эффективность по контролю электрофизических и геометрических параметров с помощью поверхностных электромагнитных волн СВЧ-диапазона.

2. Разработанный метод обеспечивает локальный контроль ЭФГП плоскостойких ММ на металлической подложке при одностороннем доступе. Экспериментальная проверка показала, что локальные значения эффективных электрофизических параметров исследуемого ММ на основе SRR-элементов отличаются от расчетных не более чем на 10 %.

3. В направлении дальнейшего развития планируется проведение исследований по контролю ЭФГП метаматериалов на основе включений других типов (таких как symmetrical-ring [24], omega [24], S [24] и на основе спиральных элементов [2, 3, 7], а также ММ на основе сложных элементов [20]), обеспечивающих несколько резонансов в частотной зависимости электрофизических параметров.

Работа выполнена в ВУНЦ ВВС «Военно-воздушная академия им. проф. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина» (г. Воронеж) в рамках подготовки диссертации на соискание ученой степени доктора технических наук в докторантуре ВУНЦ ВВС «ВВА» (г. Воронеж).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Веселаго В.Г.* Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // Успехи физических наук. 1967. Т. 92. С. 517.
2. *Лагарьков А.Н., Кисель В.Н., Сарычев А.К., Семененко В.Н.* Электрофизика и электродинамика метаматериалов // Теплофизика высоких температур. 2010. Т. 48. № 6. С. 1031—1048.
3. *Лагарьков А.Н., Кисель В.Н., Сарычев А.К., Семененко В.Н.* Электрофизика и электродинамика метаматериалов [Электронный ресурс] / Ин-т теоретической и прикладной электродинамики РАН: офиц. сайт. URL: [http://www.itae.ru/science/topics/№1%20\(метаматериалы\).pdf](http://www.itae.ru/science/topics/№1%20(метаматериалы).pdf) (дата обращения: 31.10.2020).
4. *Вендик И.Б., Вендик О.Г.* Метаматериалы и их применение в технике сверхвысоких частот (Обзор) // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. Вып. 1. С. 3—28.
5. *Гуляев Ю.В., Лагарьков А.Н., Никитов С.А.* Метаматериалы: фундаментальные исследования и перспективы применения // Вестник РАН. 2008. Т. 78. № 5. С. 438—457.
6. *Слюсар В.* Метаматериалы в антенной технике: основные принципы и результаты // Первая миля. 2010. № 3—4. С. 44—60.
7. *Балабуха Н.П., Баширин А.А., Семененко В.Н.* Эффект обратного излучения электромагнитных волн волноводной структурой из метаматериала // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 89. Вып. 10. С. 593—598.
8. *Ming Huang, Jingjing Yang.* Microwave Sensor Using Metamaterials, Wave Propagation / Edited by Andrey Petrin. IntechOpen. Published 16 March 2011. doi: 10.5772/14459. Available from: <https://www.intechopen.com/books/wave-propagation/microwave-sensor-using-metamaterials>.
9. *Митрохин В.Н., Рыженко Д.С., Тягунов В.А.* Экспериментальные исследования СВЧ устройств содержащих метаматериалы // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2011. Т. 14. № 3. С. 43—53.
10. *Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J., Stewart W.J.* Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. Nov 1999. V. 47. Is. 11. P. 2075—2084. doi: 10.1109/22.798002
11. *Иванова В.И.* и др. Разработка широкополосного радиопоглощающего покрытия с высокими эксплуатационными свойствами // Журнал радиоэлектроники. 2016. № 7. С. 1—23.
12. *Симовский К.Р.* О материальных параметрах метаматериалов (обзор) // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 107. № 5. С. 766—793.

13. *Hongsheng Chen, Jingjing Zhang, Yang Bai, Yu Luo, Lixin Ran, Qin Jiang, Jin Au Kong.* Experimental retrieval of the effective parameters of metamaterials based on a waveguide method // *Optics Express*. 2006. V. 14. Is. 26. P. 12944—12949. doi: <https://doi.org/10.1364/OE.14.012944>
14. *Krupkal Jerzy, Derzakowski Krzysztof, Hartnett John G.* Measurements of the complex permittivity and the complex permeability of low and medium loss isotropic and uniaxially anisotropic metamaterials at microwave frequencies // *Measurement Science and Technology*. Sept. 2009. V. 20. No. 10. Article number 105702. doi: <https://doi.org/10.1088/0957-0233/20/10/105702>
15. *Ran L., Huangfu J., Chen H., Zhang X., Chen K., Grzegorzczak T., and Kong J.* Experimental Study on Several Left-Handed Matamaterials // *Progress In Electromagnetics Research*. 2005. V. 51. P. 249—279. doi: [10.2528/PIER04040502](https://doi.org/10.2528/PIER04040502)
16. *Zhaofeng Li, Koray Aydin, and Ekmel Ozbay* Determination of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials from reflection and transmission coefficients // *Physical Review E*. V. 79. P. 026610. Published 25 February 2009. doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.79.026610>
17. *Smith D. R., Schultz S., Markos P., Soukoulis C. M.* Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients // *Physical Review B*. V. 65. P. 195104. Published 19 April 2002. doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.65.195104>
18. *Smith D. R., Vier D. C., Koschny Th., Soukoulis C. M.* Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials // *Physical Review E*. V. 71. P. 036617. Published 22 March 2005. doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.71.036617>
19. *Shelby R. A., Smith D. R., Schultz S.* Experimental Verification of a Negative Index of Refraction // *Science*. Apr. 2001. V. 292. Is. 5514. P. 77—79. doi: [10.1126/science.1058847](https://doi.org/10.1126/science.1058847)
20. *Ugur Cem Hasar, Joaquim J. Barroso, Cumali Sabah, Yunus Kaya, Mehmet Ertugrul* Differential uncertainty analysis for evaluating the accuracy of S-parameter retrieval methods for electromagnetic properties of metamaterial slabs // *Optics Express*. 2012. V. 20. Is. 27. P. 29002—29022. doi: <https://doi.org/10.1364/OE.20.029002>
21. *Smith David R., Gollub Jonah, Mock Jack J., Padilla Willie J., Schuring David.* Calculation and measurement of bianisotropy in a split ring resonator metamaterial // *Journal of Applied Physics*. 2006. V. 100. P. 024507. <https://doi.org/10.1063/1.2218033>
22. *Islam Sikder Sunbeam, Faruque Mohammad Rashed Iqbal, Islam Mohammad Tariqul.* The Design and Analysis of a Novel Split-H-Shaped Metamaterial for Multi-Band Microwave Applications // *Materials*. 2014. No. 7 (7). P. 4994—5011. doi: <https://doi.org/10.3390/ma7074994>
23. *Simovski C., Belov P.A., He S.* Backward Wave Region and Negative Material Parameters of a Structure Formed by Lattices of Wires and Split-Ring Resonators // *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*. Oct. 2003. V. 51. P. 2582—2345. doi: [10.1109/TAP.2003.817554](https://doi.org/10.1109/TAP.2003.817554)
24. *Metamaterials. Physics and Engineering Explorations / Edited by Nader Engheta, Richard W. Ziolkowski.* USA: John Wiley & Sons. 2006. 414 p.
25. *Lubkowsky G., Schuhmann R., Weiland T.* Extraction of effective metamaterial parameters by parameter fitting of dispersive models // *Microwave and Optical Technology Letters*. Feb 2007. V. 49. Is. 2. P. 285—288. doi: <https://doi.org/10.1002/mop.22105>
26. *Lagarkov A.N., Matytsin S.M., Rozanov K.N., Sarychev A.K.* Dielectric properties of fiber-filled composites // *Journal of Applied Physics*. 1998. V. 84. № 7. P. 3806—3814. doi: [10.1063/1.368559](https://doi.org/10.1063/1.368559)
27. *Андреев М.В., Борулько В.Ф., Дробахин О.О.* О реализации метода квазирешений при определении параметров слоев диэлектрических слоистых структур // *Дефектоскопия*. 1997. № 3. С. 39—53.
28. *Андреев М.В., Борулько В.Ф., Дробахин О.О.* Экспериментальные исследования метода квазирешений при определении параметров слоев диэлектрических слоистых структур // *Дефектоскопия*. 1997. № 4. С. 70—78.
29. *Антропов О.С., Дробахин О.О.* Повышение разрешающей способности метода фурье-преобразования коэффициента отражения путем экстраполяции спектра на основе принципа минимума длительности // *Дефектоскопия*. 2009. №5. С. 72—80.
30. *Уолтер К.* Антенны бегущей волны / Пер. с англ., под общ. ред. А.Ф. Чаплина. М.: Энергия, 1970. 448 с.
31. *Ваганов Р.Б., Кориунов И.П., Кориунова Е.Н., Олейников А.Д.* Экспериментальное исследование структуры поверхностной электромагнитной волны в анизотропно проводящей ленте // *Радиотехника и электроника*. 2013. Т. 58. № 2. С. 136—142.
32. *Казьмин А.И., Федюнин П.А.* Восстановление структуры электрофизических параметров многослойных диэлектрических материалов и покрытий по частотной зависимости коэффициента ослабления поля поверхностной электромагнитной волны // *Измерительная техника*. 2019. № 9. С. 39—45. doi: [10.32446/0368-1025it.2019-9-39-45](https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2019-9-39-45)
33. *Казьмин А.И., Федюнин П.А.* Контроль дефектов в многослойных диэлектрических материалах СВЧ-методом // *Заводская лаборатория. Диагностика материалов*. 2020. Т. 86. № 2. С. 37—43. <https://doi.org/10.26896/1028-6861-2020-86-2-37-43>

34. *Казьмин А.И., Федюнин П.А.* Оценка степени отслоения диэлектрических и магнитодиэлектрических покрытий с использованием поверхностных электромагнитных волн СВЧ диапазона // Дефектоскопия. 2020. № 9. С. 50—63. doi: 10.31857/S0130308220090055
35. *Ufimtsev P.Ya., Ling R.T.* New Results for the Properties of TE Surface Waves in Absorbing Layers // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. Oct 2001. V. 49. Is. 10. P. 1445—1452. doi: 10.1109/8.954933
36. *Шевченко В.В.* Основные моды симметричного планарного волновода из метаматериала // Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55. № 9. С. 1052—1055.
37. *Маненков А.Б.* Дисперсионные характеристики мод волновода из метаматериала // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 9. С. 968—977.
38. *Mahmoud S. F., Viitanen A. J.* Surface Wave Character on a Slab of Metamaterial with Negative Permittivity and Permeability // Progress In Electromagnetics Research. 2005. V. 51. P. 127—137. doi:10.2528/PIER03102102
39. *Vaccarelli P., Burghignoli P., Frezza F., Galli A., Lampariello P., Lovat G., Paulotto S.* Fundamental modal properties of surface waves on metamaterial grounded slabs // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. Apr. 2005. V. 53. Is. 4. P. 1431—1442. doi: 10.1109/TMTT.2005.845208
40. *Фелсен Л., Маркувиц Н.* Излучение и рассеяние волн / Под ред. М.Л. Левина, пер. с англ. М.: Мир, 1978. Т. 1. 546 с. Т. 2. 550 с.
41. *Shu W., Song J.-M.* Complete Mode Spectrum of a Grounded Dielectric Slab with Double Negative Metamaterials // Progress In Electromagnetics Research. 2006. V. 65. P. 103—123. doi:10.2528/PIER06081601
42. *Kim Ki Young, Cho Young Ki, Tae Heung-Sik, Lee Jeong-Hae.* Guided Mode Propagations of Grounded Double-Positive and Double-Negative Metamaterial Slabs with Arbitrary Material Indexes // Journal of the Korean Physical Society. Aug 2006. V. 49. No. 2. P. 577—584.
43. *Shabunin S.* Excitations of space and surface waves by patch and slot antennas / Proc. of the European conference on Antennas and Propagation — EuCAP 2006. CD//PA6//347175.pdf. doi: 10.1109/eucap.2006.4585090
44. *Valerio Guido, Jackson David R., Galli Alessandro.* Fundamental properties of surface waves in lossless stratified structures // Proceedings of the Royal Society. March 2010. V. 466. P. 2447—2469. doi: org/10.1098/rspa.2009.0664
45. *Frezza Fabrizio, Tedeschi Nicola.* Electromagnetic inhomogeneous waves at planar boundaries: tutorial // Journal of the Optical Society of America A. Mar 2015. V. 32. No. 8. P. 1485—1501. doi: https://doi.org/10.1364/JOSAA.32.001485
46. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
47. *Chen Zhuozhu, Shen Zhongxiang.* Surface Waves Propagating on Grounded Anisotropic Dielectric Slab // Applied Sciences. 2018. No. 8 (1). P. 102. doi:10.3390/app8010102