

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.874

КОМПОЗИЦИОННЫЙ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИЙ МАТЕРИАЛ НА ОСНОВЕ РЕЗИСТИВНЫХ КОЛЕЦ

© 2023 г. В. И. Пономаренко^а, *, И. М. Лагунов^а

^аКрымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,
просп. акад. Вернадского, 4, Симферополь, 295007 Российская Федерация

*E-mail: vponom@gmail.com

Поступила в редакцию 13.05.2022 г.

После доработки 30.05.2022 г.

Принята к публикации 24.06.2022 г.

Получены частотные зависимости эффективной диэлектрической проницаемости структуры в виде решетки из кольцевых резистивных элементов, расположенных в слое диэлектрика. Расчеты проведены на основе решения задачи дифракции нормально падающей электромагнитной волны на структуру. Показана возможность варьирования дисперсионных зависимостей в широких пределах путем изменения параметров структуры.

DOI: 10.31857/S0033849423010114, EDN: EQPKWL

ВВЕДЕНИЕ

Искусственные композиционные структуры на основе включений различной формы из разных материалов обладают характером дисперсии эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей, не наблюдающимся в макрооднородных средах. Такие материалы перспективны для применения в различных целях в технике СВЧ, в частности в качестве радиопоглощающих [1–3]. Известны радиопоглощающие материалы с хаотической и упорядоченной структурой на основе включений в виде отрезков проводящих волокон, распределенных в связующей среде [4–6]. При малой объемной концентрации включений такие материалы обладают высоким уровнем поглощения электромагнитной энергии, при этом дисперсионную зависимость релаксационного типа эффективной диэлектрической проницаемости (ЭДП), определяющую взаимодействие материала с электромагнитной волной, можно варьировать в широких пределах путем изменения его параметров. Представляет интерес дальнейшее исследование материалов такого типа не только на основе прямых отрезков проводов, но и на основе включений различной формы, в частности, замкнутых контуров с более сильным по сравнению с отрезками емкостным взаимодействием.

Целью данной работы является расчет эффективной диэлектрической проницаемости структуры на основе решеток из резистивных колец, расположенных в диэлектрическом связующем. Для решения задачи дифракции применен метод

токовых элементов (МТЭ) [6–9]. Метод позволяет не только вычислять значения ЭДП, но и оценить применимость гомогенизации, не ограничиваясь ссылкой на малость характерных размеров по сравнению с длиной волны без соответствующих оценок.

1. ЗАДАЧА ДИФРАКЦИИ

На рис. 1 изображена плоская решетка из колец радиусом R из провода радиусом r , с проводимостью σ , причем $r \ll R$. Период решетки по осям x , y одинаков и равен $2a$. Исследуемая структура состоит из k таких плоских решеток, расположенных по оси z на расстоянии h одна от другой, находящихся в слое диэлектрика толщиной d с диэлектрической проницаемостью ϵ . Каждая решетка смещена относительно соседних со сдвигом по осям x , y на половину периода. Слой с решетками может быть расположен на электрическом зеркале, на магнитном зеркале или на полупространстве с известными материальными константами. Плоская электромагнитная волна длиной λ , поляризованная вдоль оси y , падает на структуру нормально из области свободного пространства. С учетом периодичности и симметрии структуры задача дифракции сводится к задаче рассеяния TEM -волны в канале Флоке (рис. 2), содержащем сегменты — четверти колец в сечениях

$$z_i = \frac{h}{2} + (i-1)h, \quad h = d/k, \quad i = 1, 2, \dots, k. \quad (1)$$

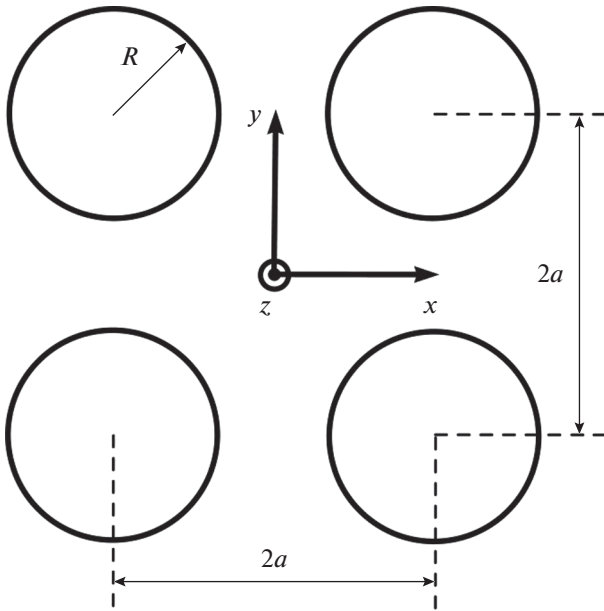


Рис. 1. Плоская решетка тонких резистивных колец.

В соответствии с МТЭ, каждый сегмент разбивается на N малых линейных элементов и решается задача возбуждения волновода токами в этих элементах с последующим наложением условий

$$I_i = \frac{E_i|_{z=z_i+r} + E_i|_{z=z_i-r}}{2Z_i}, \quad (2)$$

где E_i – касательная составляющая электрического поля на поверхности элемента в его средней части, Z_i – комплексное погонное сопротивление, вычисляемое по известной формуле для импеданса круглого цилиндрического провода [10]. Равенства (2) приводят к СЛАУ относительно токов $\{I_i\}$, через которые выражаются с учетом условий на границах $z = 0$, $z = d$ амплитуды всех типов волн канала Флоке внутри слоя и в области $z < 0$. В отличие от рассмотренных в [3, 6–9] структур, токовые элементы направлены под разными углами к осям x , y , поэтому при решении

задачи возбуждения волновода [11] вычисление интегралов, которые содержат дельта-функцию, описывающую положение токов, выполняется через преобразование координат $x \rightarrow x'$, $y \rightarrow y'$, при котором начало координат (x', y') помещается в середину токового элемента, а ось y' направлена вдоль него.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Эффективная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{\text{эф}}$ с действительной ϵ' и мнимой ϵ'' компонентами вычислялась по значениям комплексного коэффициента отражения (КО) при расположении композита на электрическом и магнитном зеркалах аналогично работе [3]. Такой способ введения эффективной диэлектрической проницаемости соответствует известному методу измерения материальных констант в режимах “короткого замыкания” и “холостого хода”, однако не в обычном волноводе с металлическими стенками, а в канале Флоке. Для обеспечения абсолютной точности 0.01 вычисления вещественной и мнимой частей КО в приведенных расчетах число разбиений одного проводящего сегмента на элементы полагалось равным 40, число учитываемых собственных гармоник канала Флоке как для E -волн, так и для H -волн составляло 4900, по 70 значений поперечных волновых чисел как по оси x , так и по оси y . Таким образом, общее число гармоник с учетом TEM -волны составляло 9801.

На рис. 3–5 приведены зависимости от длины волны компонент $\epsilon_{\text{эф}}$ композита при $k = 3$, $r = 5$ мкм, $a = 0.005$ м, $h = 0.001$ м и разных значениях других параметров. На данных рисунках кривые 1 и 2 соответствуют компонентам ϵ' и ϵ'' первой рассматриваемой структуры, а кривые 3 и 4 – ϵ' и ϵ'' второй структуры. Все кривые соответствуют структуре со сдвигом соседних решеток, за исключением кривых 3, 4 на рис. 5, которые соответствуют структуре без сдвига. Критерием точности нахождения ЭДП, как и в [6–8], было соответ-

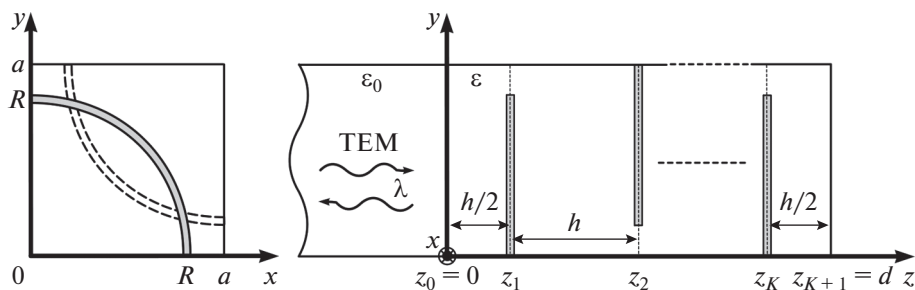


Рис. 2. К задаче рассеяния в эквивалентном волноводе.

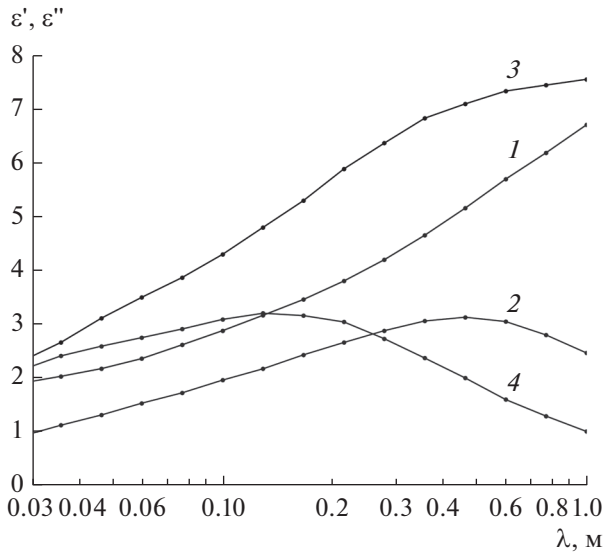


Рис. 3. Зависимость компонент ЭДП от длины волны при $R = 4.5$ мм, $\epsilon = 1.8$; $\sigma = 5 \times 10^4$ См/м (1, 2), $\sigma = 1.5 \times 10^5$ См/м (3, 4).

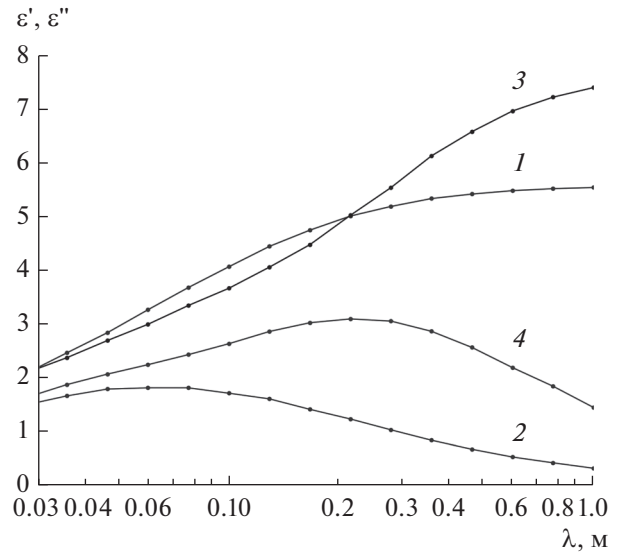


Рис. 4. Зависимость компонент ЭДП от длины волны при $\epsilon = 1.8$, $\sigma = 10^5$ См/м; $R = 4$ (1, 2) и 4.5 мм (3, 4).

стве между значениями КО от гомогенизированной структуры K_r и значениями КО, полученными из решения задачи дифракции K_d при помещении структуры на металлическое или магнитное зеркало, а также на полупространство с диэлектрической проницаемостью ϵ , равной проницаемости связующего. Наибольшее различие K_r и K_d имело место в последнем варианте. Для длин волн, в три и более раз превосходящих период структуры, это различие не превышало 0.01 как для действительных, так и для мнимых компонент K_r и K_d . Отметим, что наращивание числа k плоских решеток больше трех не приводит к существенному изменению ЭДП.

Из рис. 3 видно, что увеличение проводимости материала провода привело в большей части диапазона длин волн к уменьшению ϵ'' и увеличению ϵ' , при этом максимальное значение ϵ'' сместилось в коротковолновую область. Отметим, что удельные проводимости материала колец, при которых проводились расчеты, характерны для карбонизированных и графитированных углеродных волокон [4, 12].

Из рис. 4 видно, что увеличение радиуса колец привело к уменьшению ϵ' и увеличению ϵ'' в большей части диапазона, при этом максимум зависимости $\epsilon''(\lambda)$ сместился в длинноволновую область.

Сравнение кривых 1, 2 на рис. 5 и рис. 4 показывает, что увеличение диэлектрической проницаемости связующего от значения 1.8 до значения

2.5 привело к смещению зависимостей $\epsilon'(\lambda)$, $\epsilon''(\lambda)$ в сторону увеличения.

Кривые 3, 4 на рис. 5, в отличие от проанализированных выше, соответствуют структуре без сдвига плоских решеток, но при тех же значениях параметров структуры со сдвигом, которым соответствуют кривые 1, 2 этого же рисунка. Малое отличие зависимостей 3, 4 от зависимостей 1, 2 можно объяснить тем, что токи смещения между

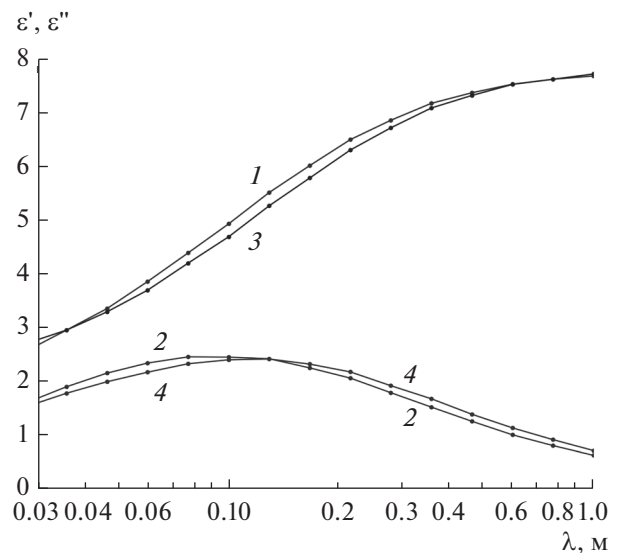


Рис. 5. Зависимость компонент ЭДП от длины волны при $R = 4$ мм, $\sigma = 10^5$ См/м, $\epsilon = 2.5$ для решеток со сдвигом (1, 2) и без сдвига (3, 4).

соседними кольцами плоской решетки более локализованы в области между ними по сравнению с токами смещения между соседними линейными диполями, рассмотренными в [6, 7]. Это приводит к ослаблению взаимодействия между плоскими решетками по сравнению с композитом на основе линейных отрезков провода, в связи с чем в рассматриваемой структуре сдвиг соседних решеток не приводит к существенному изменению ЭДП.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в [6–9] метод токовых элементов применен к решению задачи дифракции нормально падающей электромагнитной волны на решетке из кольцевых резистивных элементов, токи в которых в отличие от структур, рассмотренных в указанных работах, направлены под различными углами к поперечным координатным осям канала Флоке. ЭДП структуры вычисляется по значениям комплексного коэффициента отражения при расположении структуры на электрическом и магнитном идеальных отражателях.

Численными расчетами показан релаксационный характер дисперсии ЭДП. Показано, что при длинах волн, в три и более раз превосходящих период структуры, замена решетки гомогенным слоем приводит к абсолютной ошибке вычисления, вещественной и мнимой частей КО, не превышающей 0.01. Адекватность описания структуры через ЭДП указывает на отсутствие или слабость квази-магнитного эффекта [13]. Последнее объясняется тем, что плоскости кольцевых проводящих контуров параллельны вектору магнитного поля первичной волны.

Рассмотрено влияние параметров решетки на ЭДП и показана возможность варьирования ЭДП в широких пределах. Результаты расчетов применимы к другим диапазонам длин волн при соот-

ветствующем масштабировании геометрических размеров рассмотренных структур.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лагарьков А.Н., Кисель В.Н., Семенов В.Н.* // РЭ. 2012. Т. 57. № 10. С. 1119.
2. *Балагуров Б.Я.* Электрофизические свойства композитов: Макроскопическая теория. М.: Ленанд, 2015.
3. *Пономаренко В.И., Лагунов И.М.* Поглотители электромагнитных волн. Радиофизическая теория. Методы расчета. Симферополь: Полипринт, 2021.
4. *Розанов К.Н.* Частотно-зависимые магнитные и диэлектрические свойства композитных материалов для широкополосных СВЧ-применений. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М.: ИТПЭ РАН, 2018. 326 с.
5. *Hatakeyama K., Inui T.* // IEEE Trans. 1984. V. Mag-20. № 5. P. 1261.
6. *Лагунов И.М., Пономаренко В.И.* // РЭ. 2020. Т. 65. № 3. С. 245.
7. *Безуглов Д.А., Звездина М.Ю., Лагунов И.М. и др.* Композиционные материалы: разработка и применение. Новосибирск: Изд-во АНС "СибАК", 2017. С. 112.
8. *Пономаренко В.И., Лагунов И.М.* // ЖТФ. 2020. Т. 90. № 6. С. 1009.
9. *Пономаренко В.И., Лагунов И.М.* // РЭ. 2020. Т. 65. № 12. С. 1170.
10. *Бессонов Л.А.* Теоретические основы электротехники. Электромагнитное поле. М.: Высш. школа, 1978.
11. *Никольский В.В., Никольская Т.И.* Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989.
12. *Мелешко А.И., Половников С.П.* Углерод, углеродные волокна, углеродные композиты. М.: САЙНС-ПРЕСС, 2007.
13. *Левин Л.* Теория волноводов. Методы решения волноводных задач. М.: Радио и связь, 1981.