

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.874

ИСКУССТВЕННЫЙ ДИЭЛЕКТРИК НА ОСНОВЕ ПРОВОДЯЩИХ ДИПОЛЕЙ

© 2020 г. И. М. Лагунов^а, *, В. И. Пономаренко^а^аКрымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,
просп. акад. Вернадского, 4, Симферополь, 295007 Российская Федерация

*E-mail: lagunov.igor@gmail.com

Поступила в редакцию 19.12.2018 г.

После доработки 19.12.2018 г.

Принята к публикации 10.09.2019 г.

На основе решения задачи дифракции проведен расчет дисперсии эффективной диэлектрической проницаемости структуры из решеток проводящих диполей, расположенных в диэлектрическом слое. Найдено, что дисперсия имеет релаксационный характер. Показана возможность изменять дисперсионную характеристику в широких пределах путем варьирования параметров структуры. Оценен характерный размер структуры, при котором адекватна процедура гомогенизации.

DOI: 10.31857/S0033849420030092

ВВЕДЕНИЕ

Применение композиционных материалов (КМ) на основе проводящих диполей в радиопоглощающих структурах позволяет влиять в широких пределах на их амплитудно-частотную характеристику путем варьирования длины диполей, их проводимости и концентрации, а также диэлектрической проницаемости связующего, в котором они распределены, что делает актуальной задачу расчета эффективной диэлектрической проницаемости (ЭДП) таких КМ [1–3]. Приближенные методы расчета ЭДП композиционных материалов обычно основаны на предположении о достаточной малости периода структуры по сравнению с длиной волны и усреднении поля по объему ячейки с включениями [4, 5]. Другой подход к расчету ЭДП, предложенный в [6], основанный на решении задачи дифракции, можно охарактеризовать как точный в той степени, в какой адекватна сама процедура гомогенизации. Этот подход применен в настоящей работе.

В отличие от [6], где рассмотрена простейшая поляризационно зависимая структура из диполей одного направления, в данной статье рассматривается поляризационно независимая структура, состоящая из одинаковых плоских решеток скрещенных диполей.

Цель данной работы – расчет ЭДП рассматриваемой структуры и исследование влияния ее параметров на дисперсионную зависимость ЭДП.

1. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ

Рассмотрим одну решетку исследуемой структуры, изображенную на рис. 1. Период решетки по осям x , y одинаков и равен $2b$, длина диполя равна $2s$, радиус r и проводимость σ . Такие решетки расположены одна над другой и находятся в слое диэлектрика толщиной d с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ , который размещен на отражающей плоскости либо на полупространстве с диэлектрической проницаемостью ϵ . Плоская электромагнитная волна длиной λ , поляризованная вдоль оси y , падает на структуру нормально в направлении оси z .

С учетом периодичности и симметрии структуры, а также поляризации падающей волны, задача дифракции сводится к решению задачи рассеяния в эквивалентном волноводе – канале Флоке [7], стенки $y = 0, b$ которого являются электрическими, а стенки $x = 0, b$ – магнитными (рис. 2). Координаты решеток: $z_n = h/2 + (n - 1)h$, где $n = 1, 2, \dots, k$ (k – число решеток), $h = d/k$. Плоскости симметрии решетки $x = 0, b$ и $y = 0, b$ “разрезают” диполи на полуцилиндры. Вследствие предполагаемого условия тонкости диполей $r \ll s$ и нормальности электрического поля к электрическим стенкам прилегающие к ним элементы 1, 2 полуцилиндров практически не влияют на поле в волноводе, в отличие от элементов 3, 4, прилегающих к магнитным стенкам. В связи с этим учитывается лишь взаимодействие с полем в волноводе элементов 3, 4. Решение задачи рассеяния основано на разделении элементов 3, 4 на

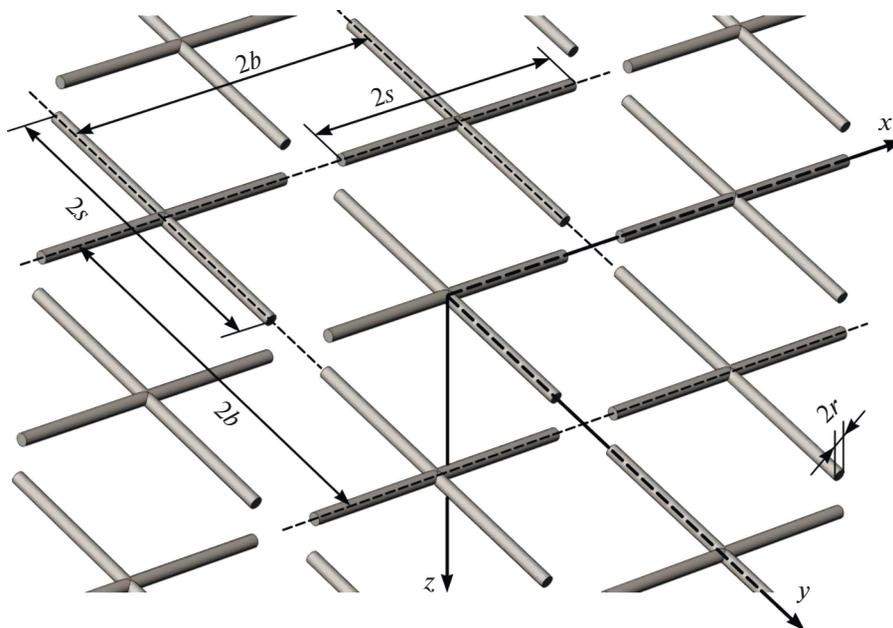


Рис. 1. Решетка проводящих диполей.

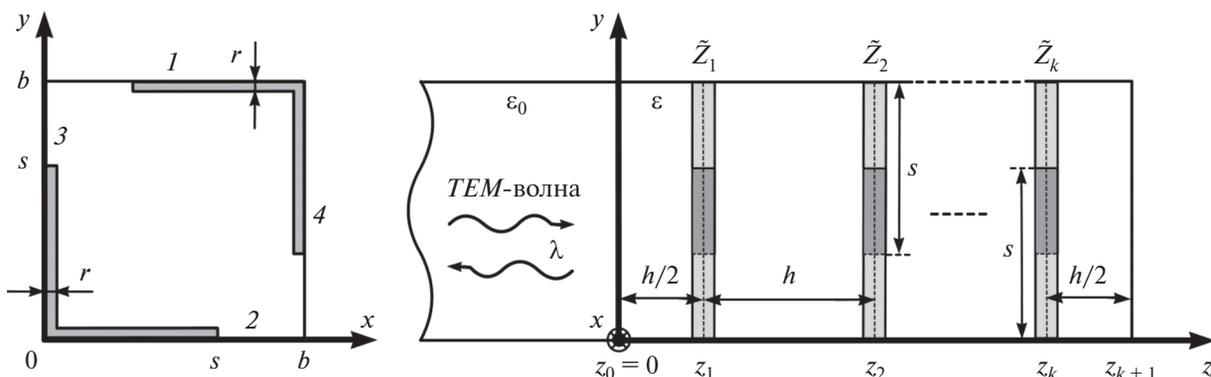


Рис. 2. К задаче рассеяния в эквивалентном волноводе.

малые отрезки и решения задачи возбуждения эквивалентного волновода текущими по отрезкам элементарными токами [8], при этом учитывается, что ток в полуцилиндре вдвое меньше тока в диполе при одном и том же значении y – компоненты электрического поля на их поверхности. Решение практически не отличается от приведенного в [6].

Отметим, что аналогичный подход был применен также в [9] при расчете радиопоглощающей структуры на основе проводящих сеток. В связи с этим, а также учитывая то, что приведенные в [6] расчетные формулы записаны для случая расположения диполя посередине между магнитными стенками, конечные расчетные формулы, относящиеся к исследуемой структуре, приведены в Приложении. Аналогично [6] ЭДП $\epsilon_{эф} = \epsilon'_{эф} + i\epsilon''_{эф}$

вычисляется по значениям комплексного коэффициента отражения (КО) при расположении структуры на электрическом и магнитном зеркале.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Расчеты проводились при $d = 5$ мм и $k = 5$, поскольку при меньшем числе решеток точность гомогенизации уменьшается. Полагалось $K = 25$, $M = 30$, $N = 70$, где K – число разбиений полуцилиндров 3, 4 на элементарные отрезки, M , N – числа учитываемых гармоник по осям x , y , что оказалось достаточным для вычисления компонент комплексного КО с абсолютной точностью выше 0.002. Проводимость диполей при расчетах

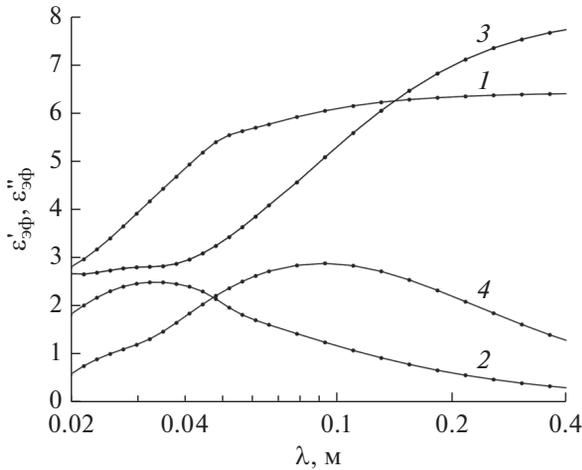


Рис. 3. Зависимость дисперсии ЭДП от периода структуры: $b = 4$ мм, $s = 3.5$ мм для $\epsilon'_{\text{эф}}$ (1) и $\epsilon''_{\text{эф}}$ (2); $b = 8$ мм, $s = 7$ мм для $\epsilon'_{\text{эф}}$ (3) и $\epsilon''_{\text{эф}}$ (4).

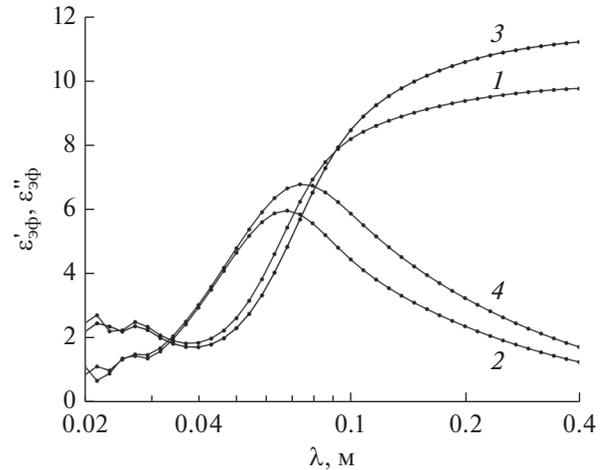


Рис. 4. Зависимость дисперсии ЭДП от длины диполей: $s = 8$ мм для $\epsilon'_{\text{эф}}$ (1) и $\epsilon''_{\text{эф}}$ (2); $s = 8.5$ мм для $\epsilon'_{\text{эф}}$ (3) и $\epsilon''_{\text{эф}}$ (4).

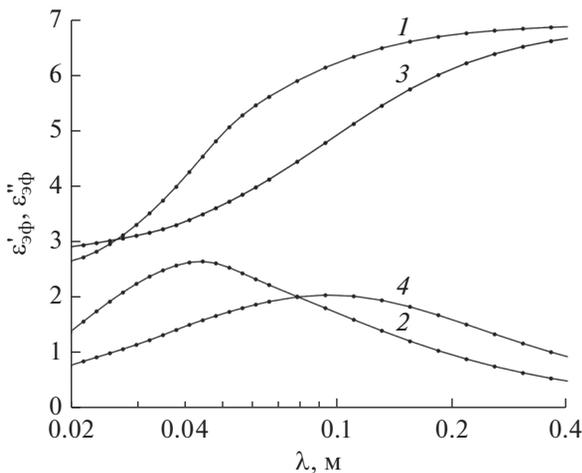


Рис. 5. Зависимость дисперсии ЭДП от проводимости диполей: $\sigma = 100000$ См для $\epsilon'_{\text{эф}}$ (1) и $\epsilon''_{\text{эф}}$ (2); $\sigma = 50000$ См для $\epsilon'_{\text{эф}}$ (3) и $\epsilon''_{\text{эф}}$ (4).

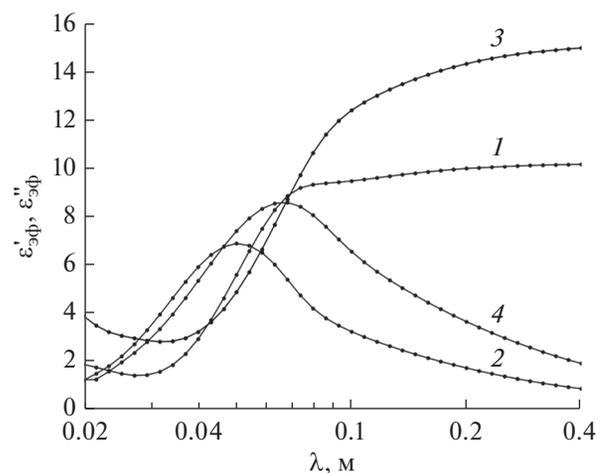


Рис. 6. Зависимость дисперсии ЭДП от диэлектрической проницаемости матрицы: $\epsilon = 3$ для $\epsilon'_{\text{эф}}$ (1) и $\epsilon''_{\text{эф}}$ (2); $\epsilon = 4.5$ для $\epsilon'_{\text{эф}}$ (3) и $\epsilon''_{\text{эф}}$ (4).

полагалась близкой к проводимости графитированных волокон [10].

Было рассмотрено влияние различных параметров – периода структуры, длины и проводимости диполей, диэлектрической проницаемости связующего – на дисперсию ЭДП. Полученные результаты представлены на рис. 3–6.

На рис. 3 показано влияние на дисперсию ЭДП периода структуры с параметрами $r = 5$ мкм, $\epsilon = 3$, $\sigma = 100000$ См. Видно, что увеличение вдвое размеров b и s привело к увеличению резонансной длины волны (РДВ), на которой максимальна

мнимая часть ЭДП, при этом максимальные значения компонент ЭДП возросли.

Влияние длины диполей на дисперсию ЭДП структуры с параметрами $b = 9$ мм, $r = 5$ мкм, $\epsilon = 3$, $\sigma = 100000$ См показано на рис. 4. Видно, что увеличение длины s привело к возрастанию компонент ЭДП и смещению РДВ в сторону более длинных волн.

Влияние проводимости диполей на дисперсию ЭДП структуры с параметрами $b = 5$ мм, $s = 4.5$ мм, $r = 5$ мкм, $\epsilon = 3$ показано на рис. 5. Видно, что уменьшение проводимости вдвое привело к уменьшению компонент ЭДП и увеличению РДВ.

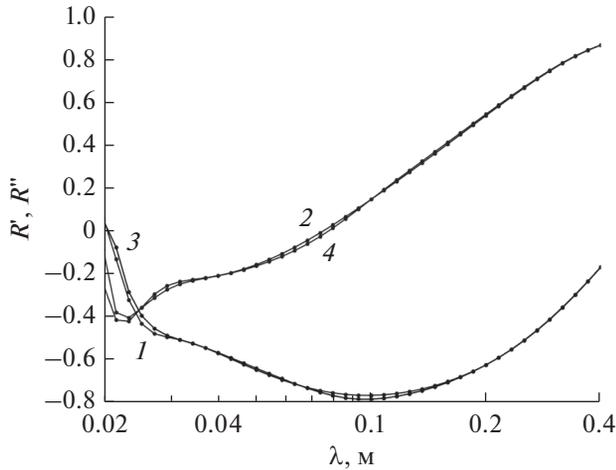


Рис. 7. Зависимость компонент комплексного КО от длины волны: при дифракционном расчете КО, расположенной на магнитном зеркале структуры для R' (1) и R'' (2); для гомогенизированного слоя для R' (3) и R'' (4).

Влияние диэлектрической проницаемости связующего на дисперсию ЭДП структуры с параметрами $b = 6$ мм, $s = 5.5$ мм, $r = 5$ мкм, $\sigma = 100\,000$ См показано на рис. 6. Видно, что увеличение ϵ привело к возрастанию компонент ЭДП и смещению РДВ в сторону более длинных волн.

Характер дисперсии ЭДП структуры, как видно из рис. 3–6, можно охарактеризовать как релаксационный [11], что согласуется с результатами, полученными ранее путем приближенных оценок [12].

На рис. 7 приведены зависимости компонент комплексного КО $R = R' + iR''$ от длины волны для расположенной на магнитном зеркале структуры с параметрами $b = 6$ мм, $s = 5.5$ мм, $r = 5$ мкм, $\sigma = 100\,000$ См, $\epsilon = 4.5$, вычисленные из решения задачи дифракции (кривые 1, 2) и для однородного слоя с эффективной диэлектрической проницаемостью (кривые 3, 4). Видно, что при длинах волн, меньших приблизительно трех периодов структуры гомогенизация приводит к существенной ошибке вычисления КО, достигающей нескольких процентов. Приблизительно такая же ошибка имеет место при расположении структур на металлическом зеркале и на полупространстве с диэлектрической проницаемостью, равной проницаемости матрицы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенное в [6] решение задачи дифракции нормально падающей электромагнитной волны на решетках из резистивных элементов применено к поляризационно независимой структуре на основе решеток скрещенных диполей в диэлектрическом слое, расположенном на отражающей плоскости или диэлектрическом

полупространстве. ЭДП структуры вычислялась по значениям комплексного КО от нее при расположении структуры на электрическом и магнитном идеальных отражателях. Найдено, что структура имеет дисперсию ЭДП релаксационного типа. Рассмотрено влияние параметров решетки на ЭДП и показана возможность их варьирования в широких пределах. При использовавшихся расчетных параметрах сопоставление решетке скрещенных диполей однородного слоя с эффективной диэлектрической проницаемостью дает абсолютную ошибку вычисления коэффициента отражения по амплитуде менее 0.002, если длина волны приблизительно в три раза превосходит период структуры.

Результаты расчетов применимы к другим диапазонам длин волн при соответствующем масштабировании геометрических размеров рассматриваемых структур.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем конечные формулы для расчета КО плоской электромагнитной волны, нормально падающей на структуру из решеток проводящих диполей, расположенных в диэлектрическом слое. Длина волны больше или равна периоду структуры. Формулы применимы не только в рассмотренном случае одинаковых диполей, но и в случае, когда их длины, радиусы и проводимости различны. Принята единая нумерация элементарных отрезков (ЭО) всех решеток и единая нумерация мод всех типов эквивалентного волновода, причем *ТЕМ*-моду присвоен номер $n = 1$.

Приняты следующие обозначения: x_n, y_n, z_n – координаты середин элементарных отрезков диполей, $n = 1, 2, \dots, \tilde{k}$, $\tilde{k} = kK$, где K – число разбиений диполя ЭО, k – число решеток; $\delta_i = \frac{s_i}{2K}$ – половина длины ЭО, r_i – его радиус; d, ϵ – толщина и относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрического слоя; $\Gamma_n, W_n, \chi_{nx}, \chi_{ny}$ – постоянная распространения, волновое сопротивление и поперечные волновые числа моды Флоке с номером n в области $z > 0$ (см. рис. 2), $n = 1, 2, \dots, NG$, где $NG = 2MN + 1$ – число учитываемых мод, включая *ТЕМ*-, *E*- и *H*-моды; A_n – нормированные коэффициенты мод;

$$I_p^{(n)} = \int_{y_p - \delta_p}^{y_p + \delta_p} \cos(\chi_{ny} y) dy, \quad n = 1, 2, \dots, NG; \quad (\text{П.1})$$

$$C_p^{(n)} = -\frac{W_n |A_n|^2}{2|W_n|} I_p^{(n)}, \quad (\text{П.2})$$

$$B_p^{(m)} = \frac{1}{2} \sum_n C_p^{(n)} \cos(\chi_{nx} x_m) \cos(\chi_{ny} y_m) \times \times [\exp(i\Gamma_n |z_p - z_m + r_m|) + \exp(i\Gamma_n |z_p - z_m - r_m|)], \quad (\text{П.3})$$

где $B_p^{(m)}$ – среднее поле, создаваемое единичным током ЭО с номером p в середине ЭО с номером m ;

$$\beta_p^{(n)\pm} = C_p^{(n)} \cos(\chi_{nx} x_p) \exp(\mp i \Gamma_n z_p), \quad (\text{П.4})$$

где $\beta_p^{(n)\pm}$ – амплитуда моды с номером n , создаваемой единичным током ЭО с номером p ; R_n^\pm, T_n^\pm – коэффициенты отражения и прохождения прямой и обратной моды с номером n на границе $z = 0$, α_n – коэффициент отражения по электрическому полю в плоскости $z = d$; \tilde{Z}_p – импеданс ЭО с номером p , вычисляемый по формуле [6];

$$S_{nm}^\pm = \frac{1}{2} [\exp(\pm i \Gamma_n (z_m - r_p)) + \exp(\pm i \Gamma_n (z_m + r_p))] \cos(\chi_n y_m); \quad (\text{П.5})$$

$$F_{pn} = \frac{\beta_p^{(n)-} + \alpha_n \beta_p^{(n)+}}{1 - \alpha_n R_n^-}, \quad G_n = \frac{\delta_{n1} \alpha_n T_1^+}{1 - \alpha_n R_n^-}, \quad (\text{П.6})$$

где δ_{n1} – символ Кронекера;

$$a_n = \sum_{p=1}^{\tilde{k}} F_{np} I_p + G_n, \quad (\text{П.7})$$

где I_p – ток ЭО с номером p ;

$$I_m \tilde{Z}_m = S_{1m}^+ T_1^+ + \sum_{p=1}^{\tilde{k}} I_p B_p^{(m)} - \sum_{p=1}^{\tilde{k}} I_p \left(\sum_n \beta_p^{(n)-} S_{nm}^- \right) + \sum_n a_n (S_{nm}^- + R_n^- S_{nm}^+); \quad (\text{П.8})$$

равенства (П.7), (П.8) образуют систему линейных алгебраических уравнений относительно то-

ков $\{I_p\}$; $R = R_1^+ + a_1 T_1^-$ – коэффициент отражения по амплитуде от исследуемой структуры;

$$\epsilon_{\text{эф}} = \frac{(R_1 - 1)(R_2 - 1)}{(R_1 + 1)(R_2 + 1)} \quad (\text{П.9})$$

– эффективная диэлектрическая проницаемость, R_1, R_2 – коэффициенты отражения по электрическому полю при расположении структуры на металлическом зеркале (R_1) и на магнитном зеркале (R_2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алимин Б.Ф. // Зарубежная радиоэлектроника. 1989. № 2. С. 75.
2. Hatakeyama K., Inui T. // IEEE Trans. 1984. V. Mag-20. № 5. P. 1261.
3. Виноградов А.П. Электродинамика композитных материалов. М.: Эдиториал УРСС, 2001.
4. Гуляев Ю.В., Лагарьков А.Н., Никитов С.А. // Вестник РАН. 2008. № 5. С. 438.
5. Belov P.A., Simovski C.R., Tretyakov S.A. // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. № 3. P. 036610.
6. Пономаренко В.И., Лагунов И.М. Композиционные материалы: разработка и применение. Новосибирск: Изд. АНС “СибАК”, 2017. С. 112.
7. Ильинский А.С., Свешников А.Г. Прикладная электродинамика. М.: Высшая школа, 1977. С. 51.
8. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989.
9. Пономаренко В.И., Лагунов И.М. // РЭ. 2017. Т. 62. № 7. С. 657.
10. Мелешко А.И., Половников С.П. Углерод, углеродные волокна, углеродные композиты. М.: САЙНС-ПРЕСС, 2007.
11. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986.
12. Пономаренко В.И. // Радиотехника. 1990. № 5. С. 82.