



РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН СИСТЕМОЙ ПЛОСКИХ РЕШЕТОК РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СФЕР С АНИЗОТРОПНОЙ ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ, ЗАДАВАЕМОЙ АРИФМЕТИЧЕСКОЙ ПРОГРЕССИЕЙ

КОЗАРЬ А.И.

Описывается решение задачи о рассеянии электромагнитных волн системой плоских решеток резонансных магнитоэлектрических сфер, анизотропная пространственная структура которой определяется арифметической прогрессией. Задача решается с помощью интегральных уравнений электродинамики. Приводятся формулы для внутренних полей сфер и рассеянных полей.

Введение

В современной радиоэлектронике используются устройства, частью которых являются пространственные решетки рассеивающих тел. Используя анизотропные свойства решетки, обусловленные анизотропной структурой пространственной решетки и свойствами ее рассеивающих элементов, можно формировать рассеянное электромагнитное поле нужной конфигурации в заданном направлении и создавать композиционные материалы с различными характеристиками.

Целью работы является решение задачи о рассеянии электромагнитных волн системой плоских решеток, построенных из малых однородных резонансных магнитоэлектрических сфер [1], пространственное распределение которых подчинено арифметической прогрессии

$$a_1, a_1 + d, a_1 + 2d, a_1 + 3d, \dots,$$

где a_1 – первый член прогрессии; d – ее разность. Общее выражение n -го члена прогрессии для случая, когда $a_1 = 1$, представим как

$$a_n = a_1 + (n-1)d = 1 + |t|(\psi + 1), \quad (1)$$

где $n = |t| + 1, |t| = 0, 1, 2, 3, \dots$;

$$d = \psi + 1, \psi = 0, 1, 2, 3, \dots$$

В задаче длина рассеиваемой волны может быть соизмерима с постоянными решетки, что позволяет изучить влияние решеточных структурных резонансов электромагнитного взаимодействия сфер на внутренние резонансы сфер решетки и их тонкую структуру. Это решение дает возможность исследовать свойства областей аномальной дисперсии решеток.

Постановка и решение задачи

Рассмотрим в декартовой системе координат порождающее пространственную систему простых плоских однослойных решеток (рис. 1) координатное представление вида

$$\begin{aligned} x_{p,s} &= [s - \{(-1)^s - 1\}0.5]d - (-1)^{s-1}x_{p,s=0} \\ (s &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm[|\psi + 1| |t|]), \\ y_{p,t} &= [t - \{(-1)^t - 1\}0.5]h - (-1)^{t-1}y_{p,t=0} \\ (t &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \\ z_p &= z_0 + l_p = z_0 + pl \\ (p &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \end{aligned} \quad (2)$$

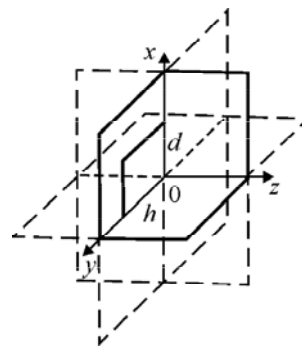


Рис. 1. Геометрия задачи

где величины d, h определяются условиями $x = 0, x = d; y = 0, y = h, a$
 $x_{p,s=0}, y_{p,t=0}, z_p$ – координаты узлов, находящихся внутри области

$$\begin{aligned} 0 &\leq x_{p,s=0} \leq d, \\ 0 &\leq y_{p,t=0} \leq h, \\ -z &< z_p < z. \end{aligned} \quad (3)$$

Координаты $x_{p,s}, y_{p,t}, z_p$ определяют положение узлов вне пределов области (3) и являются функциями значений координат $x_{p,s=0}, y_{p,t=0}, z_p$. В координатное представление (2) можно ввести зависимость от времени, если координаты узлов $x_{p,s=0}, y_{p,t=0}, z_p$ внутри области (3) считать некоторыми функциями времени. Каждому узлу решеток (2) сопоставляется упорядоченная тройка чисел $c = (p, s, t)$, выделенный узел решеток будем обозначать $c' = (p', s', t')$.

Значение индекса p определяет номер простой плоской решетки (рис. 2), а значения индексов s, t задают положение узла p -й простой плоской решетки. Нужный тип элементарной ячейки сложной плоской однослойной решетки формируют из p порождающих простые плоские решетки узлов внутри области (3), которую повторит за пределами области (3) координатное представление (2) в виде определенной сложной плоской однослойной решетки.

Задавая максимальные значения чисел p, s, t , можно рассматривать конечные и бесконечные решетки.

На рис. 2 представлена система простых плоских однослойных решеток, когда порождающий узел решетки находится в центре области (3), для случая $p=0, \psi=0$; $p=1, \psi=1$; $p=2, \psi=2$; $p=3, \psi=3$ и $t=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm 4$ ($z > 0$). Решетка с $p=0, \psi=0$ подчинена натуральному ряду чисел. Распределение узлов в плоскости решетки вдоль оси x подчинено членам прогрессии (1). Каждой тройке чисел $(p, s=0, t)$ плоскости $Y_{p,t}, Z_p$ ставится в соответствие член прогрессии, например, точке $(p=0, s=0, t=-3)$ – число 4, а точке $(p=3, s=0, t=4)$ – число 17.

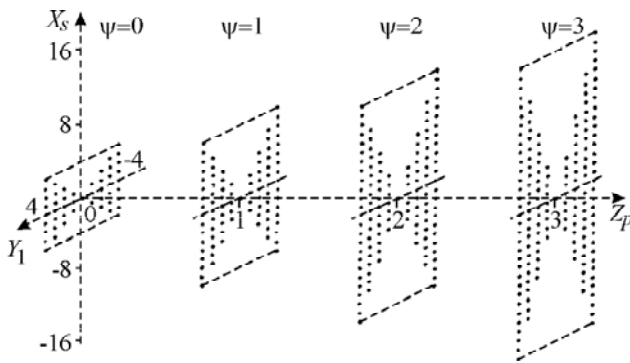


Рис. 2. Система плоских решеток

Если $\psi = \text{const}$, то можно изучать систему одинаковых плоских решеток.

Между тройкой чисел $(p, s=0, t)$ плоскости $Y_{p,t}, Z_p$ и членом прогрессии существует связь, определяемая функцией (1): $1 + (\psi + 1) |t|$.

Тогда числа s , определяющие координаты узлов вдоль оси x (2), задаются последовательностью

$$0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm[(\psi + 1) |t| - 1].$$

Если изменять координаты узлов, находящихся в пределах области (3), то, в соответствии с координатным представлением (2), положения узлов решетки вне области (3) будут также соответствующим образом смещаться, что позволяет перестраивать пространственную конфигурацию решеток.

Полагаем, что в узлы решеток (2) помещаются центры $N = \sum_p N_p$ малых однородных резонансных

магнитоэлектрических сфер с проницаемостями ϵ_c, μ_c и радиусами a_c ($c \in N$), где N_p – число сфер p -й плоской решетки. Проницаемости заполнения пространства вне сфер – ϵ_0, μ_0 .

Поля будем записывать в виде $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t}$, $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{i\omega t}$.

Расстояние между центрами сфер c и c' представим (2) так:

$$r_{cc'} = \sqrt{(x_{p',s'} - x_{p,s})^2 + (y_{p',t'} - y_{p,t})^2 + (z_{p'} - z_p)^2}. \quad (4)$$

Считаем, что вне сфер $a/\lambda \ll 1$, но внутри их возможен резонансный случай $a/\lambda_g \sim 1$, где λ – длина волны вне сфер, а λ_g – длина волны в сфере.

Задачу будем решать в два этапа, используя интегральные уравнения [2]. На первом этапе найдем внутреннее поле рассеивающих сфер, а на втором – поле, рассеянное пространственной решеткой сфер.

Рассеянное поле по известному внутреннему полю рассеивателей определим через электрический $\vec{\Pi}^e$ и магнитный $\vec{\Pi}^m$ потенциалы Герца пространственной решетки:

$$\vec{E}_{\text{расс}} = (\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0) \vec{\Pi}^e - ik \mu_0 [\nabla, \vec{\Pi}^m], \quad (5)$$

$$\vec{H}_{\text{расс}} = (\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0) \vec{\Pi}^m + ik \epsilon_0 [\nabla, \vec{\Pi}^e].$$

Потенциалы Герца рассеянного поля отдельными сферами имеют вид

$$\vec{\Pi}_c^e = \frac{1}{4\pi \sqrt{\epsilon_c}} \int (\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1) \vec{E}_c^0(\vec{r}') f_c(|\vec{r} - \vec{r}'|) dV,$$

$$\vec{\Pi}_c^m = \frac{1}{4\pi \sqrt{\mu_c}} \int (\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1) \vec{H}_c^0(\vec{r}') f_c(|\vec{r} - \vec{r}'|) dV, \quad (6)$$

где $f_c(|\vec{r} - \vec{r}'|)$ является решением уравнения

$$\Delta f(|\vec{r} - \vec{r}'|) + k^2 \epsilon_0 \mu_0 f(|\vec{r} - \vec{r}'|) = -4\pi \delta(|\vec{r} - \vec{r}'|),$$

удовлетворяющего условию излучения на бесконечности и имеющего вид

$$f(|\vec{r} - \vec{r}'|) = \frac{e^{-ik\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} |\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (7)$$

а $\vec{E}_c^0(\vec{r}')$, $\vec{H}_c^0(\vec{r}')$ – внутренние поля рассеивателей, V_c – объем рассеивателей.

Если учесть, что для внешних точек сферы ($r > r'$) интеграл по объему сферы от функции Грина для свободного пространства (7) имеет вид

$$\begin{aligned} W(\vec{r}) &= \int_V \frac{e^{-ik\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} |\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV = \\ &= \frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a - k_1 a \cos k_1 a) \frac{e^{-ik_1 r}}{r}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $k_1 = k\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$, $k = 2\pi/\lambda$; r – расстояние от центра до внешних точек сферы, то можно построить уравнения для внутренних полей c' сферы, используя результаты работы [3], в виде

$$\begin{aligned}
\bar{E}_{0(p',s',t')}(\vec{r}', t) &= \\
&= \frac{(\varepsilon_{c'\varepsilon\phi} + 2\varepsilon_0) + \theta_{1c'}^2 \varepsilon_{c'\varepsilon\phi} + i\theta_{1c'}(\varepsilon_{c'\varepsilon\phi} + 2\varepsilon_0)}{3\varepsilon_0 e^{i\theta_{1c'}}} \bar{E}_{0(p',s',t')}^0(\vec{r}', t) - \\
&- \sum_{\substack{p \\ (p,s,t) \neq (p',s',t')}} \sum_s \sum_t \left\{ (\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_{c\varepsilon\phi}}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{cc'}^3(\vec{r}) \bar{E}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) - \right. \\
&\left. - ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c\varepsilon\phi}}{\mu_0} - 1 \right) W_{cc'}^M(\vec{r}) \bar{H}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) \right] \right\}, \\
\bar{H}_{0(p',s',t')}(\vec{r}', t) &= \\
&= \frac{(\mu_{c'\varepsilon\phi} + 2\mu_0) + \theta_{1c'}^2 \mu_{c'\varepsilon\phi} + i\theta_{1c'}(\mu_{c'\varepsilon\phi} + 2\mu_0)}{3\mu_0 e^{i\theta_{1c'}}} \bar{H}_{0(p',s',t')}^0(\vec{r}', t) - \\
&- \sum_{\substack{p \\ (p,s,t) \neq (p',s',t')}} \sum_s \sum_t \left\{ (\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c\varepsilon\phi}}{\mu_0} - 1 \right) W_{cc'}^M(\vec{r}) \bar{H}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) + \right. \\
&\left. + ik\varepsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_{c\varepsilon\phi}}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{cc'}^3(\vec{r}) \bar{E}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) \right] \right\},
\end{aligned} \tag{9}$$

где $\bar{E}_{0(p',s',t')}(\vec{r}', t)$, $\bar{H}_{0(p',s',t')}(\vec{r}', t)$ и $\bar{E}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}', t)$, $\bar{H}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}', t)$ – поле падающей волны в сфере и внутреннее поле сфер соответственно, $\theta_{1c'}^2 = k^2 a_c^2 \varepsilon_0 \mu_0$.

Величины $W_{cc'}^3(\vec{r})$, $W_{cc'}^M(\vec{r})$ имеют вид (4), (8), (9):

$$\begin{aligned}
W_{cc'}^3(\vec{r}) &= \frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \frac{e^{-ik_1 r_{cc'}}}{r_{cc'}}, \\
W_{cc'}^M(\vec{r}) &= -\frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \frac{e^{-ik_1 r_{cc'}}}{r_{cc'}},
\end{aligned} \tag{10}$$

а величины $\varepsilon_{c\varepsilon\phi}$, $\mu_{c\varepsilon\phi}$ запишем [3-5] так:

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{c\varepsilon\phi} &= \varepsilon_c F(ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}), \\
\mu_{c\varepsilon\phi} &= \mu_c F(ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}),
\end{aligned} \tag{11}$$

где

$$\begin{aligned}
F(ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}) &= \\
&= \frac{2(\sin ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c} - ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c} \cos ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c})}{(k^2 a_c^2 \varepsilon_c \mu_c - 1) \sin ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c} + ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c} \cos ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}}.
\end{aligned}$$

На рис. 3 представлены особенности поведения $\text{Re}F(\theta)$ (сплошная кривая) и $\text{Im}F(\theta)$ (пунктирная кривая) в зависимости от $\text{Re}\theta$ при разных значениях тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta_\varepsilon$ (кривая 1 – $\text{tg}\delta_\varepsilon = 0$; кривая 2 – $\text{tg}\delta_\varepsilon = 0,05$; кривая 3 – $\text{tg}\delta_\varepsilon = 0,1$) и $\mu_c = 1$, здесь $\theta = ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}$.

Первые слагаемые справа в уравнениях (9) связаны с внутренним полем выделенной сферы, а вторые слагаемые учитывают влияние на выделенную сферу всех остальных сфер.

В результате для определения внутреннего поля мы имеем алгебраическую систему $2N$ векторных неоднородных уравнений (9) или же для x -, y -, z - составляющих $6N$ уравнений с $6N$ неизвестными.

Основная матрица алгебраической системы уравнений (9) содержит сведения о свойствах электромагнитного взаимодействия между сферами решеток изучаемого типа.

Для сферы c' решение системы уравнений (9) имеет вид:

$$\begin{aligned}
\bar{E}_{0(p',s',t')}^0(\vec{r}', t) &= \\
&= \frac{1}{\Delta^{\text{эм}}} \sum_c (\hat{g}_c^{\text{эс}c'} \bar{E}_{0(p,s,t)}(\vec{r}', t) + \hat{\beta}_c^{\text{эс}c'} \bar{H}_{0(p,s,t)}(\vec{r}', t)), \\
\bar{H}_{0(p',s',t')}^0(\vec{r}', t) &= \\
&= \frac{1}{\Delta^{\text{эм}}} \sum_c (\hat{\beta}_c^{\text{мс}c'} \bar{H}_{0(p,s,t)}(\vec{r}', t) + \hat{g}_c^{\text{мс}c'} \bar{E}_{0(p,s,t)}(\vec{r}', t)),
\end{aligned} \tag{12}$$

где $\Delta^{\text{эм}}$ – детерминант основной матрицы этой системы.

Если предположить, что у всех сфер с одинаковым индексом p внутреннее поле равно, например, внутреннему полю сферы ($p, s, = 0, t = 0$), то систему уравнений (9) можно свести к системе $2(2|p|+1)$ уравнений. В случае, когда все сферы решетки одинаковы и можно предположить, что и внутреннее поля сфер одинаковы, то систему уравнений (9) можно свести к двум векторным неоднородным уравнениям.

Если электромагнитным взаимодействием между сферами решетки можно пренебречь, то выражения для внутреннего поля произвольной сферы решетки (12) будут иметь вид

$$\begin{aligned}
\bar{E}_c^0(\vec{r}', t) &= \frac{3\varepsilon_0 e^{i\theta_{1c}}}{(\varepsilon_{c\varepsilon\phi} + 2\varepsilon_0) + \theta_{1c}^2 \varepsilon_{c\varepsilon\phi} + i\theta_{1c}(\varepsilon_{c\varepsilon\phi} + 2\varepsilon_0)} \bar{E}_{0c}(r', t), \\
\bar{H}_c^0(\vec{r}', t) &= \frac{3\mu_0 e^{i\theta_{1c}}}{(\mu_{c\varepsilon\phi} + 2\mu_0) + \theta_{1c}^2 \mu_{c\varepsilon\phi} + i\theta_{1c}(\mu_{c\varepsilon\phi} + 2\mu_0)} \bar{H}_{0c}(r', t).
\end{aligned}$$

Потенциалы Герца $\bar{\Pi}^3$ и $\bar{\Pi}^M$ рассеянного системой плоских решеток поля по известному внутреннему полю (12) отдельных рассеивателей представим в виде суперпозиции потенциалов Герца отдельных сфер решеток (6):

$$\begin{aligned} \bar{\Pi}^{\text{э}}(\bar{r}, t) &= \sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \times \\ &\times \left(\frac{\epsilon_{\text{сэ}\phi} - 1}{\epsilon_0} \right) \bar{E}_c^0(\bar{r}', t) \frac{e^{-ik_1 r_{(p,s,t)}}}{r_{(p,s,t)}}, \\ \bar{\Pi}^{\text{м}}(\bar{r}, t) &= -\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \times \\ &\times \left(\frac{\mu_{\text{сэ}\phi} - 1}{\mu_0} \right) \bar{H}_c^0(\bar{r}', t) \frac{e^{-ik_1 r_{(p,s,t)}}}{r_{(p,s,t)}}. \end{aligned} \quad (13)$$

В выражениях (13)

$$r_{(p,s,t)} = \sqrt{(x - x_{p,s})^2 + (y - y_{p,t})^2 + (z - z_p)^2}, \quad (14)$$

где координаты (x, y, z) определяют вне сфер точку наблюдения поля, рассеянного системой плоских решеток, а координаты $(x_{p,s}, y_{p,t}, z_p)$ — точку нахождения центра рассеивающей сферы решетки.

Тогда, учитывая (13), из (5) найдем рассеянное системой плоских решеток поле:

$$\begin{aligned} \bar{E}_{\text{расс}}(\bar{r}, t) &= \sum_c \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \times \\ &\times \left\{ \left(\frac{\epsilon_{\text{сэ}\phi} - 1}{\epsilon_0} \right) \hat{L}_c \bar{E}_c^0(\bar{r}') - ik_1 \mu_0 \left(\frac{\mu_{\text{сэ}\phi} - 1}{\mu_0} \right) (-1) \hat{P}_c \bar{H}_c^0(\bar{r}') \right\} \times \\ &\times e^{i(\omega t - k_1 r_c)}, \\ \bar{H}_{\text{расс}}(\bar{r}, t) &= \sum_c \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \times \\ &\times \left\{ \left(\frac{\mu_{\text{сэ}\phi} - 1}{\mu_0} \right) (-1) \hat{L}_c \bar{H}_c^0(\bar{r}') + ik_1 \epsilon_0 \left(\frac{\epsilon_{\text{сэ}\phi} - 1}{\epsilon_0} \right) \hat{P}_c \bar{E}_c^0(\bar{r}') \right\} \times \\ &\times e^{i(\omega t - k_1 r_c)}, \end{aligned} \quad (15)$$

где \hat{L}_c и \hat{P}_c — функциональные матрицы, которые имеют вид

$$\hat{L}_c = \begin{bmatrix} \Psi_{\text{xxc}} & \Psi_{\text{xyc}} & \Psi_{\text{zxc}} \\ \Psi_{\text{yxc}} & \Psi_{\text{yyc}} & \Psi_{\text{zyc}} \\ \Psi_{\text{zxc}} & \Psi_{\text{zyc}} & \Psi_{\text{zcc}} \end{bmatrix}; \quad \hat{P}_c = \begin{bmatrix} 0 & \Psi_{\text{zc}} & \Psi_{\text{yc}}^0 \\ \Psi_{\text{zc}}^0 & 0 & \Psi_{\text{xc}} \\ \Psi_{\text{yc}} & \Psi_{\text{xc}}^0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (16)$$

Величины, входящие в функциональные матрицы (16), запишем в виде (2), (14):

$$\begin{aligned} \Psi_{\text{xxc}} &= \frac{1}{r_{(p,s,t)}} k^2 \epsilon_0 \mu_0 + \frac{3(x - x_{p,s})^2 - r_{(p,s,t)}^2}{r_{(p,s,t)}^5} - \\ &- k_1^2 \frac{(x - x_{p,s})^2}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(x - x_{p,s})^2 - r_{(p,s,t)}^2}{r_{(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{\text{yyc}} &= \frac{1}{r_{(p,s,t)}} k^2 \epsilon_0 \mu_0 + \frac{3(y - y_{p,t})^2 - r_{(p,s,t)}^2}{r_{(p,s,t)}^5} - \\ &- k_1^2 \frac{(y - y_{p,t})^2}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(y - y_{p,t})^2 - r_{(p,s,t)}^2}{r_{(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{\text{zcc}} &= \frac{1}{r_{(p,s,t)}} k^2 \epsilon_0 \mu_0 + \frac{3(z - z_p)^2 - r_{(p,s,t)}^2}{r_{(p,s,t)}^5} - \\ &- k_1^2 \frac{(z - z_p)^2}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(z - z_p)^2 - r_{(p,s,t)}^2}{r_{(p,s,t)}^4}, \end{aligned}$$

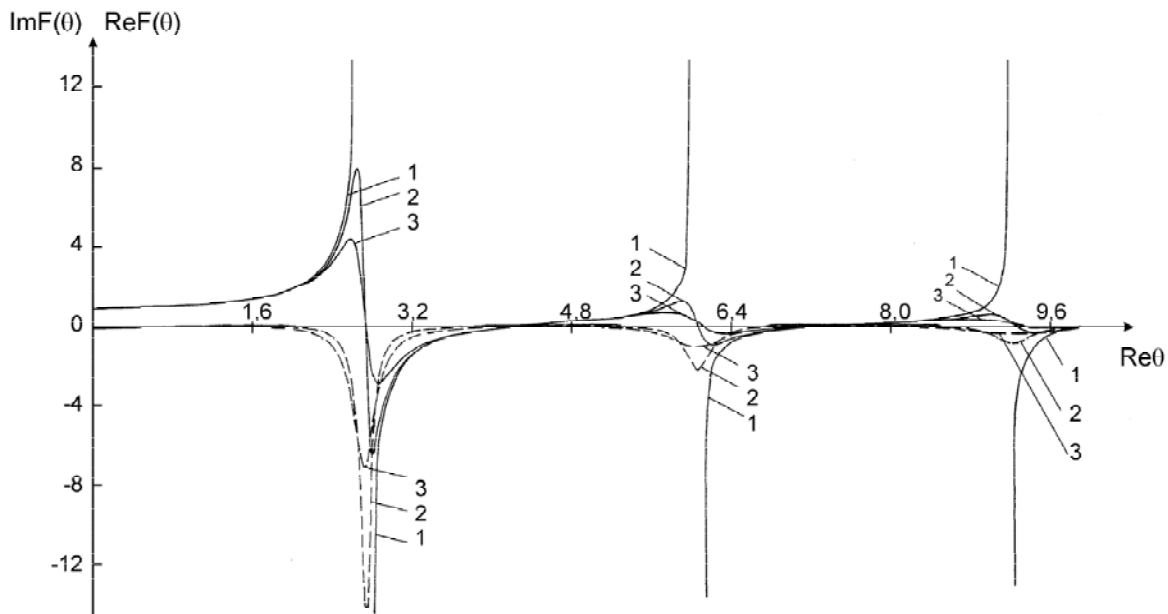


Рис. 3. Функция $F(ka_c\sqrt{\epsilon_c\mu_c})$

$$\Psi_{xyc} = \Psi_{yxc} = \frac{3(x - x_{p,s})(y - y_{p,t})}{r_{(p,s,t)}^5} -$$

$$-k_1^2 \frac{(x - x_{p,s})(y - y_{p,t})}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(x - x_{p,s})(y - y_{p,t})}{r_{(p,s,t)}^4},$$

$$\Psi_{zxc} = \Psi_{zxc} = \frac{3(x - x_{p,s})(z - z_p)}{r_{(p,s,t)}^5} -$$

$$-k_1^2 \frac{(x - x_{p,s})(z - z_p)}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(x - x_{p,s})(z - z_p)}{r_{(p,s,t)}^4},$$

$$\Psi_{yzc} = \Psi_{zyc} = \frac{3(y - y_{p,t})(z - z_p)}{r_{(p,s,t)}^5} -$$

$$-k_1^2 \frac{(y - y_{p,t})(z - z_p)}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(y - y_{p,t})(z - z_p)}{r_{(p,s,t)}^4},$$

$$\Psi_{xc} = \frac{(x - x_{p,s})}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(x - x_{p,s})}{r_{(p,s,t)}^2}, \Psi_{xc}^0 = -\Psi_{xc},$$

$$\Psi_{yc} = \frac{(y - y_{p,t})}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(y - y_{p,t})}{r_{(p,s,t)}^2}, \Psi_{yc}^0 = -\Psi_{yc},$$

$$\Psi_{zc} = \frac{(z - z_p)}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(z - z_p)}{r_{(p,s,t)}^2}, \Psi_{zc}^0 = -\Psi_{zc}.$$

Поле в произвольной точке пространства, лежащей вне сфер решеток, определим в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) + \vec{E}_{\text{расс}}(\vec{r}, t),$$

где $\vec{E}_0(\vec{r}, t)$ – невозмущенное поле падающей волны.

Из детерминанта уравнений (9) находим резонансные условия для случая, когда $a_c / \lambda_g \sim 1$ внутри сфер. Если ϵ_c, μ_c сфер решеток действительны, то резонансные условия находим из выражения [3, 5] $\det \text{Re} \|\alpha_{ij}\| = 0$, разрешая его относительно функции $F(ka_c \sqrt{\epsilon_c \mu_c})$ (11) (см. рис. 3), где $\|\alpha_{ij}\|$ – основная матрица системы уравнений (9).

Заключение

Впервые рассмотрено рассеяние электромагнитных волн на системе плоских однослойных решеток резонансных магнитоэлектрических сфер, топологическая структура которых подчинена арифметической прогрессии. Результаты решения данной задачи могут быть полезны для создания композиционных материалов с анизотропными свойствами и сильной дисперсией, в которых используются области аномальной дисперсии решеток и различного рода устройств по управлению полем излучения электромагнитных излучателей с применением тонких эффектов взаимодействия решеточных структурных резонансов и внутренних резонансов сфер решеток.

Литература: 1. Козарь А.И., Хижняк Н.А. Отражение электромагнитных волн от резонансной диэлектрической сферы в волноводе // Укр. физ. журн. 1970. Т. 15. С. 847-849. 2. Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев: Наукова думка. 1986. С. 279. 3. Козарь А.И. Рассеяние электромагнитных волн системой плоских однослойных решеток резонансных магнитоэлектрических сфер // Радиотехника. 2002. Вып. 130. С. 42-53. 4. Левин Л. Современная теория волноводов. М.: Изд-во иностр. лит. 1954. С. 216. 5. Козарь А.И. Рассеяние электромагнитных волн в волноводе с однородными магнитоэлектрическими сферами // Радиофизика и электроника. Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. 2002. 7. Спец. выпуск. С. 183-189.

Поступила в редколлегию 31.03.2003

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Тевяшев А.Д.

Козарь Анатолий Иванович, канд. физ.-мат. наук, профессор кафедры физики ХНУРЭ. Научные интересы: радиофизика. Адрес: Украина, 61103, Харьков, ул. 23 августа, 39, кв. 51, тел. 33-61-43 дом., 702-13-45 раб.