

2. После снятия возмущения свойств среды асимптотически в конечной области пространства остаются первичный и обратный ему импульсы.

3. Преобразование плоских монохроматических электромагнитных волн в полуограниченной магнитодиэлектрической среде при изменении во времени её свойств по закону прямоугольных импульсов не инвариантно, а преобразование гауссова электромагнитного импульса инвариантно относительно изменений проницаемостей.

Литература: 1. Слипченко Н.И., Шульга Л.Н., Рыбин О.Н. Преобразование электромагнитного импульса временным возбуждением среды в полупространстве // Радиоэлектроника и информатика. 1998. №1. С. 31-34. 2. Болотовский Б.М., Плис А.И., Столяров С.Н. Распространение импульсного излучения в нестационарных средах // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19, №4. С. 567-573. 3. Борисов В.В. Трансформация электромагнитного поля при изменении проводимости среды во времени // Геомагнетизм и аэронавигация. 1989. Т. 29, №5. С. 730-737. 4. Афанасьев С.В. Излучение модели сверхсветового источника в нестационарной среде // Изв. вузов. Радиофизика. 1991. Т. 34, №5. С. 605-607. 5. Болотовский Б.М., Давыдов В.А., Рок В.Е. Об излучении электромагнитных волн при мгновенном изменении состояния излучающей системы // УФН. 1978. Т. 126. С.

311-321. 6. Нерух А.Г., Хижняк Н.А. Современные проблемы нестационарной макроскопической электродинамики. Х.: НПО Тест-Радио, 1991. 280 с. 7. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1976. 527 с.

Поступила в редколлегию 12.07.2003

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Асеев Г.Г.

Слипченко Николай Иванович, канд. техн. наук, доцент, проректор по научной работе ХНУРЭ. Научные интересы: радиофизика и электроника. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (0572) 40-90-20.

Рыбин Олег Николаевич, канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник кафедры микроэлектроники, полупроводниковых приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: математическое моделирование в радиофизике. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (0572) 40-93-62.

Шульга Лариса Никандровна, аспирантка кафедры микроэлектроники, полупроводниковых приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: математическое моделирование в радиофизике. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (0572) 40-93-62.

Новиков Николай Иванович, канд. военных наук, 1-й заместитель начальника факультета по учебной и научной работе ХИВВС. Научные интересы: радиофизика и электроника. Адрес: Украина, 61000, Харьков, ул. Клочковская, 228, тел. 30-82-84.

УДК 621.371.3

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

КОЗАРЬ А.И.

Описывается решение задачи о рассеянии электромагнитных волн системой плоских решеток резонансных магнитодиэлектрических сфер, пространственное распределение которых подчинено геометрической прогрессии. Задача решается с помощью интегральных уравнений электродинамики. Приводятся формулы для внутренних полей сфер и рассеянных полей.

Введение

Целью работы является решение задачи о рассеянии электромагнитных волн системой плоских однослойных решеток, построенных из малых однородных резонансных магнитодиэлектрических сфер [1]. Их пространственное распределение подчинено геометрической прогрессии, общий вид члена которой для случая, когда первый член прогрессии $a_1 = 1$, представим в виде

$$a_n = a_1 q_0^{n-1} = (q+1)^{|t|}, \quad (1)$$

где знаменатель прогрессии — $q_0 = q+1$; $q = 0, 1, 2, 3, \dots$; $n = |t|+1$; $|t| = 0, 1, 2, 3, \dots$

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 описывает области аномальной дисперсии решеток.

Постановка и решение задачи

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

$$x_{p,s} = [s - \{(-1)^s - 1\}0.5]d - (-1)^{s-1}x_{p,s=0}$$

$$(s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm[(q+1)^{|t|} - 1]),$$

$$y_{p,t} = [t - \{(-1)^t - 1\}0.5]h - (-1)^{t-1}y_{p,t=0}$$

$$(t = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (2)$$

$$z_p = z_0 + l_p = z_0 + pl$$

$$(p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots),$$

где величины d, h определяются условиями

$$x = 0, x = d; y = 0, y = h,$$

а $x_{p,s=0}, y_{p,t=0}, z_p$ — координаты узлов, находящихся внутри области:

$$0 \leq x_{p,s=0} \leq d,$$

$$0 \leq y_{p,t=0} \leq h, \quad (3)$$

$$-z < z_p < z.$$

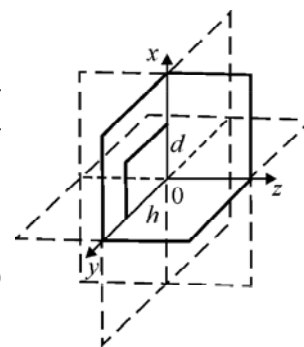


Рис. 1

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 ее пределами координатное представление (2) в виде определенной сложной плоской однослойной решетки.

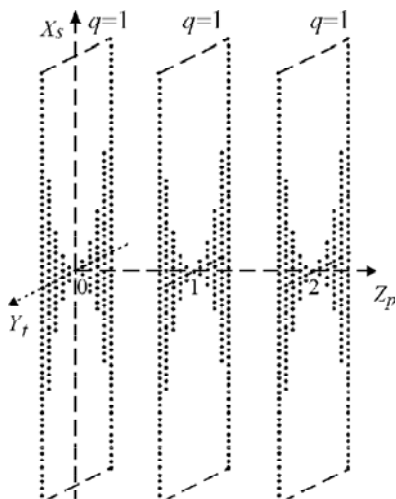


Рис. 2

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

На рис. 2 изображена система простых плоских однослойных решеток, когда порождающий узел решетки находится в центре области (3), для случая $q=1; p=0, 1, 2; t=0, \pm 1, \dots, \pm 5$.

На рис. 3 представлена система решеток, когда порождающий узел решетки находится в центре области (3), для случаев $q=0, p=0, t=0, \pm 1, \dots, \pm 5$ и $q=1, p=1; q=2, p=2; q=3, p=3; q=4, p=4$ при $t=0, \pm 1, \pm 2$. Случай $q=0, p=0, t=0, \pm 1, \dots, \pm 5$ соответствует линейной цепочке узлов.

Распределение сфер 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, при $q=1$ точке $(p=0, s=0, t=-5)$ — число 32, а точке $(p=2, s=0, t=3)$ — число 8 (рис. 2).

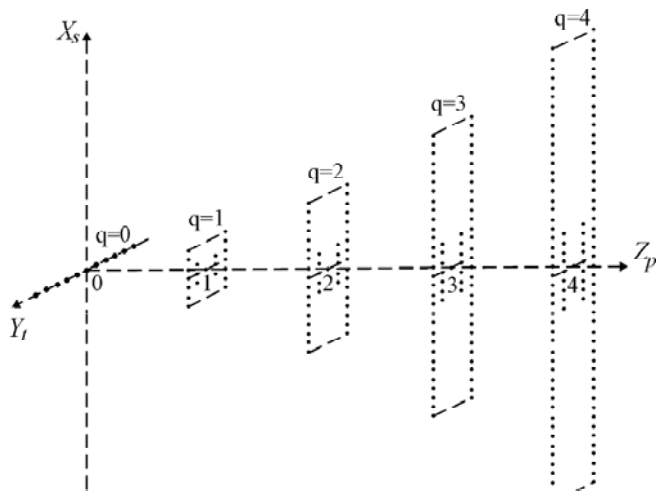


Рис. 3

Если $q = \text{const}$, то можно изучать систему одинаковых плоских решеток (см. рис. 2).

Между тройкой чисел $(p, s=0, t)$ плоскости $y_{p,t}, z_p$ и членами прогрессии существует связь, определяемая функцией (1): $(q+1)^{|t|}$.

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

$$0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm[(q+1)^{|t|} - 1].$$

Если изменять координаты узлов, находящихся в пределах области (3), то, в соответствии с координатным представлением (2), положения узлов решеток 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)

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

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

Для решения задачи используем интегральные уравнения [2] и решать ее будем в два этапа. 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:

$$\begin{aligned}\bar{E}_{\text{расc}} &= (\nabla\nabla + k^2\varepsilon_0\mu_0)\bar{\Pi}^{\text{э}} - ik\mu_0[\nabla, \bar{\Pi}^{\text{м}}], \\ \bar{H}_{\text{расc}} &= (\nabla\nabla + k^2\varepsilon_0\mu_0)\bar{\Pi}^{\text{м}} + ik\varepsilon_0[\nabla, \bar{\Pi}^{\text{э}}].\end{aligned}\quad (5)$$

Потенциалы Герца рассеянного поля отдельными сферами имеют вид

$$\begin{aligned}\bar{\Pi}_c^{\text{э}} &= \frac{1}{4\pi} \int_{V_c} \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0} - 1\right) \bar{E}_c^0(\vec{r}') f_c(|\vec{r} - \vec{r}'|) dV, \\ \bar{\Pi}_c^{\text{м}} &= \frac{1}{4\pi} \int_{V_c} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1\right) \bar{H}_c^0(\vec{r}') f_c(|\vec{r} - \vec{r}'|) dV,\end{aligned}\quad (6)$$

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

$$\Delta f(|\vec{r} - \vec{r}'|) + k^2\varepsilon_0\mu_0 f(|\vec{r} - \vec{r}'|) = -4\pi\delta(|\vec{r} - \vec{r}'|),$$

удовлетворяющего условию излучения на бесконечности, и имеет вид

$$f(|\vec{r} - \vec{r}'|) = \frac{e^{-ik\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}|\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (7)$$

а $\bar{E}_c^0(\vec{r}')$, $\bar{H}_c^0(\vec{r}')$ – 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

$$\begin{aligned}W(\vec{r}) &= \int_V \frac{e^{-ik\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}|\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV = \\ &= \frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a - k_1 a \cos k_1 a) \frac{e^{-ik_1 r}}{r},\end{aligned}\quad (8)$$

где $k_1 = k\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, $k = 2\pi/\lambda$, r – расстояние от центра до внешних точек сферы, то можно построить уравнения для внутренних полей c' сферы, используя решения, предложенные в [3,4], в виде

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

$$\begin{aligned}\bar{H}_{0(p',s',t')}(\vec{r}', t) &= \\ &= \frac{(\mu_{c'\text{эф}} + 2\mu_0) + \theta_{1c'}^2 \mu_{c'\text{эф}} + i\theta_{1c'} (\mu_{c'\text{эф}} + 2\mu_0)}{3\mu_0 e^{i\theta_{1c'}}} \bar{H}_{0(p',s',t')}^0(\vec{r}', t) - \\ &- \sum_p \sum_s \sum_t \left\{ (\nabla\nabla + k^2\varepsilon_0\mu_0) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c\text{эф}}}{\mu_0} - 1 \right) W_{cc'}^{\text{м}}(\vec{r}) \bar{H}_{0(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) + \right. \\ &(\text{p,s,t}) \neq (\text{p}',s',t') \\ &\left. + ik\varepsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_{c\text{эф}}}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{cc'}^{\text{э}}(\vec{r}) \bar{E}_{0(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) \right] \right\},\end{aligned}\quad (10)$$

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

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

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

а величины $\varepsilon_{c\text{эф}}$, $\mu_{c\text{эф}}$ запишем [4,5,6]

$$\begin{aligned}\varepsilon_{c\text{эф}} &= \varepsilon_c F(ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}), \\ \mu_{c\text{эф}} &= \mu_c F(ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}),\end{aligned}\quad (11)$$

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. 4 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.

Для определения внутреннего поля, 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 информацию о характере электромагнитного взаимодействия между сферами данного типа решеток.

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

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

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

где $\Delta_{\text{эм}}$ – детерминант основной матрицы системы уравнений (9).

Если предположить, что у всех сфер с одинаковым индексом p внутреннее поле равно, например, внутреннему полю сферы ($p, s, t = 0$), 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 поле 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

$$\vec{E}_c^0(\vec{r}', t) = \frac{3\varepsilon_0 e^{i\theta_1}}{(\varepsilon_{эф} + 2\varepsilon_0) + \theta_1^2 \varepsilon_{эф} + i\theta_1(\varepsilon_{эф} + 2\varepsilon_0)} \vec{E}_{oc}(\vec{r}', t),$$

$$\vec{H}_c^0(\vec{r}', t) = \frac{3\mu_0 e^{i\theta_1}}{(\mu_{эф} + 2\mu_0) + \theta_1^2 \mu_{эф} + i\theta_1(\mu_{эф} + 2\mu_0)} \vec{H}_{oc}(\vec{r}', t),$$

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

$$\begin{aligned} \vec{\Pi}^{\text{э}}(\vec{r}, t) &= \sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \times \\ &\times \left(\frac{\varepsilon_{эф} - 1}{\varepsilon_0} \right) \vec{E}_c^0(\vec{r}', t) \frac{e^{-ik_1 r_{(p,s,t)}}}{r_{(p,s,t)}}, \\ \vec{\Pi}^{\text{м}}(\vec{r}, t) &= -\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \times \\ &\times \left(\frac{\mu_{эф} - 1}{\mu_0} \right) \vec{H}_c^0(\vec{r}', t) \frac{e^{-ik_1 r_{(p,s,t)}}}{r_{(p,s,t)}}. \end{aligned} \quad (13)$$

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

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{расс}}(\vec{r}, t) &= \sum_c \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \times \\ &\times \left\{ \left(\frac{\varepsilon_{эф} - 1}{\varepsilon_0} \right) \hat{L}_c \vec{E}_c^0(\vec{r}') - ik\mu_0 \left(\frac{\mu_{эф} - 1}{\mu_0} \right) (-1) \hat{P}_c \vec{H}_c^0(\vec{r}') \right\} \times \\ &\times e^{i(\omega t - k_1 r_c)}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}_{\text{расс}}(\vec{r}, t) &= \sum_c \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \times \\ &\times \left\{ \left(\frac{\mu_{эф} - 1}{\mu_0} \right) (-1) \hat{L}_c \vec{H}_c^0(\vec{r}') + ik\varepsilon_0 \left(\frac{\varepsilon_{эф} - 1}{\varepsilon_0} \right) \hat{P}_c \vec{E}_c^0(\vec{r}') \right\} \times \\ &\times e^{i(\omega t - k_1 r_c)}, \end{aligned}$$

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

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

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

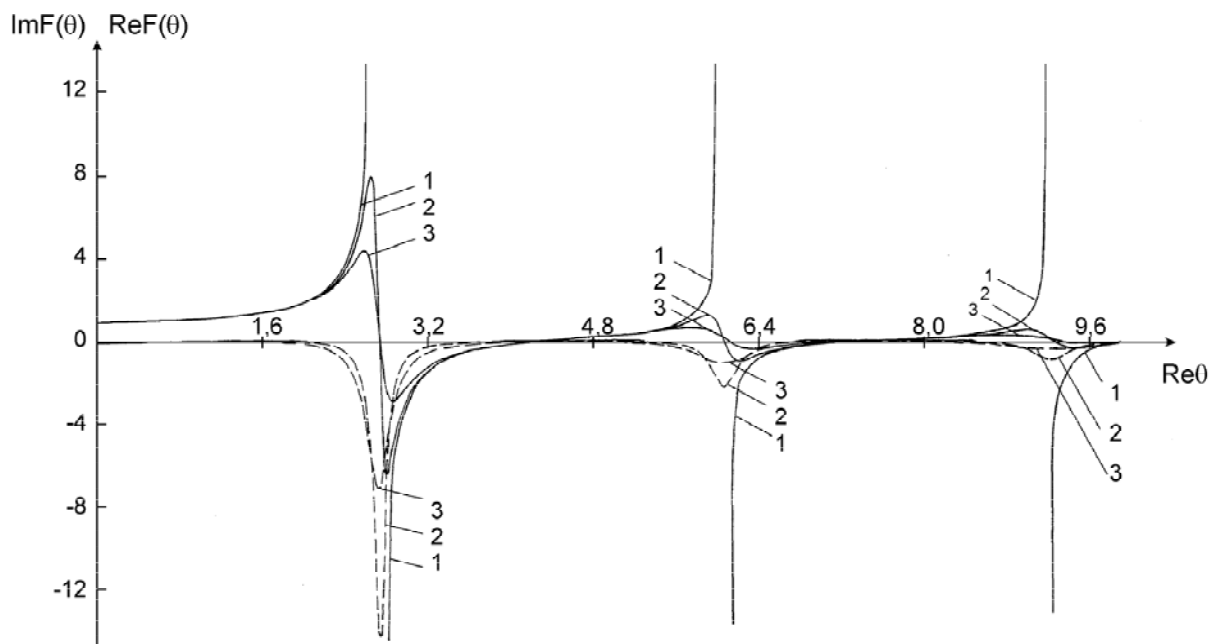


Рис. 4

$$\Psi_{xxc} = \frac{1}{r_{(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{3(x - x_{p,s})^2 - r_{(p,s,t)}^2}{r_{(p,s,t)}^5} -$$

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

$$\Psi_{yyc} = \frac{1}{r_{(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{3(y - y_{p,t})^2 - r_{(p,s,t)}^2}{r_{(p,s,t)}^5} -$$

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

$$\Psi_{zzc} = \frac{1}{r_{(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{3(z - z_p)^2 - r_{(p,s,t)}^2}{r_{(p,s,t)}^5} -$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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 [6]:

$$\det \operatorname{Re} \|\alpha_{ij}\| = 0,$$

разрешая его относительно функции $F(ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c})$

(11) (см. рис. 4), где $\|\alpha_{ij}\|$ – основная матрица системы уравнений (9).

Заключение

Впервые рассмотрено рассеяние электромагнитных волн на системе плоских решеток резонансных сфер, пространственная структура которых определяется геометрической прогрессией. Результаты решения данной задачи могут быть полезны для создания различного рода устройств по управлению полем излучения электромагнитных излучателей [7], в которых могут использоваться тонкие эффекты взаимодействия решеточных структурных резонансов и внутренних резонансов сфер решетки.

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: Наук. думка. 1986. 279 с. 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. 216 с. 5. Козарь А.И. Рассеяние электромагнитных волн в волноводе с однородными магнитоэлектрическими сферами // Радиопизика и электроника. Харьков: Ин-т радиопизики и электроники НАН Украины. 2002. 7. Спец. выпуск. С. 183-189.

Поступила в редколлегию 31.03.2003

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Кривуля Г.Ф.

Козарь Анатолий Иванович, канд. физ.-мат. наук, профессор кафедры физики ХНУРЭ. Научные интересы: радиопизика. Адрес: Украина, 61103, Харьков, ул. 23 августа, 39, кв. 51, тел. 33-61-43 дом., 40-93-45 раб.