СКРЕЩЕННЫЕ РЕШЕТКИ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ

А. И. Адонина, А. М. Андрусенко, Б. Г. Сидоренко

Харьков

Рассмотрим задачу о дифракции плоской волны, нормально падающей на лежащие в параллельных плоскостях две периодические структуры на диэлектрических подложках, состоящие из идеально проводящих металлических полос, направления которых образуют угол φ $\left(0 \leqslant \varphi \leqslant \frac{\pi}{2}\right)$. Периоды решеток обозначим посредством l_1 и l_2 (отношения последних к длине волны падающего поля $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$), коэффициенты заполнения пропорциональны $u_1 = \cos\frac{\pi d_1}{l_1}$, $u_2 = \cos\frac{\pi d_2}{l_2}$ (d_1 и d_2 ширина щелей соответственно первой и второй решеток), толщины диэлектрических подложек $\frac{a_1}{l_1}$ и $\frac{a_2}{l_2}$, диэлектрические проницаемости ε_1 и ε_2.

Решение проводится аналогично работе [1] с описанными в этой работе ограничениями. Составляющие амплитуд отраженного (a_x, a_{0y}) и прошедшего полей, когда электрический вектор падающего поля параллелен направлению лент первой решетки, представим в виде

$$a_x = a_1 + b_1 \sum_{n=0}^{\infty} A_{ne}; \quad a_y = d_2 \sum_{n=0}^{\infty} A_{nj};$$

$$b_x = b_1 u_e + a_1 u_e \sum_{n=0}^{\infty} A_{ne} + c_1 v_e \sum_{n=0}^{\infty} A_{nj}; \tag{1}$$

$$b_y = b_1 v_e + a_1 v_e \sum_{n=0}^{\infty} A_{ne} + c_1 u_j \sum_{n=0}^{\infty} A_{nj},$$

где

$$A_{0e} = b_1 f_e; \quad A_{0j} = b_1 \psi_e;$$

$$A_{(n+1)e} = a_1 f_e A_{ne} + c_1 \psi_e A_{nj};$$

$$A_{(n+1)j} = a_1 \psi_e A_{ne} + c_1 f_j A_{nj};$$

$$u_e = (b_2 \cos^2 \varphi + d_2 \sin^2 \varphi)\, e^{2\pi i \frac{h}{\lambda}}; \tag{2}$$

$$v_e = (b_2 - d_2) \sin \varphi \cos \varphi e^{2\pi i \frac{h}{\lambda}};$$

$$u_j = (b_2 \sin^2 \varphi + d_2 \cos^2 \varphi)\, e^{2\pi i \frac{h}{\lambda}};$$

$$f_e = (a_2 \cos^2 \varphi + c_2 \sin^2 \varphi)\, e^{4\pi i \frac{h}{\lambda}};$$

$$f_j = (a_2 \sin^2 \varphi + c_2 \cos^2 \varphi)\, e^{4\pi i \frac{h}{\lambda}};$$

$$\psi_e = (a_2 - c_2) \sin \varphi \cos \varphi e^{4\pi i \frac{h}{\lambda}};$$

h — расстояние между структурами, a_{12} (c_{12}) и b_{12} (d_{12}) — коэффициенты отражения и прохождения в случае E (H)-поляризаций для первой и второй решетки на диэлектрической подложке соответственно. Они определяются из строгого решения задачи о дифракции плоских волн на периодической структуре, расположенной на диэлектрическом слое [2].

По методике, описанной в работе [3], можно свернуть бесконечные последовательности (1) следующим образом. Представим связь между последующим и предыдущим членами последовательностей в операторном виде

$$A_n = A A_{(n-1)}, \tag{3}$$

где

$$A_n = \begin{pmatrix} A_{ne} \\ A_{nj} \end{pmatrix}; \; A_{(n-1)} = \begin{pmatrix} A_{(n-1)e} \\ A_{(n-1)j} \end{pmatrix}; \quad A = \begin{pmatrix} a_1 f_e & c_1 \psi_e \\ a_1 \psi_e & c_1 f_j \end{pmatrix}; \; A_0 = \begin{pmatrix} b_1 f_e \\ b_1 \psi_e \end{pmatrix}.$$

Согласно [4], если $\| A \| < 1$, то

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_n = (I - A)^{-1} = \frac{1}{(1-a_1 f_e)(1-c_1 f_j) - a_1 c_1 \psi_e^2} \begin{pmatrix} 1 - c_1 f_j & c_1 \psi_e \\ a_1 \psi_e & 1 - a_1 f_j \end{pmatrix}, \qquad (4)$$

где I — единичная матрица второго порядка.

На основании (4) амплитуды отраженного и прошедшего полей представляются в виде

$$a_x = a_1 + \frac{b_1^2 \left[(1 - c_1 f_j) f_e + c_1 \psi_e^2 \right]}{(1 - a_1 f_e)(1 - c_1 f_j) - a_1 c_1 \psi_e^2};$$

$$a_y = \frac{b_1 d_1 \psi_e}{(1 - a_1 f_e)(1 - c_1 f_j) - a_1 c_1 \psi_e^2}; \qquad (5)$$

$$b_x = b_1 \left\{ u_e + \frac{a_1 u_e \left[(1 - c_1 f_j) f_e + c_1 \psi_e^2 \right] + c_1 v_e \psi_e}{(1 - a_1 f_e)(1 - c_1 f_j) - a_1 c_1 \psi_e^2} \right\};$$

$$b_y = b_1 \left\{ v_e + \frac{a_1 v_e \left[(1 - c_1 f_j) f_e + c_1 \psi_e^2 \right] + c_1 u_j \psi_e}{(1 - a_1 f_e)(1 - c_1 f_j) - a_1 c_1 \psi_e^2} \right\}.$$

Если на систему скрещенных периодических структур на подложках падает H-поляризованная волна относительно первой структуры, электрический вектор падающего поля перпендикулярен к направлению лент первой структуры, то решение представляется в виде (5) с заменой a_i, b_i на c_i, d_i и c_i, d_i на a_i, b_i соответственно во всех коэффициентах.

Когда электрический вектор падающего поля направлен под углом к полосам первой решетки, т. е. $\vec{E} = \vec{e} E_x^{\text{пад}} + \vec{j} E_y^{\text{пад}}$, то на основании принципа линейной суперпозиции достаточно провести решение для $E_x^{\text{пад}}$, как для E-поляризованной относительно первой решетки волны и определить E_{xi}^E и E_{yi}^E ($i = 1$ — поле в верхней полуплоскости, $z > 0$, $i = 2$ — поле нижней полуплоскости $z < -a$); затем провести решение для $E_y^{\text{пад}}$, как для H-поляризованной относительно первой решетки волны и определить E_{xi}^H, E_{yi}^H, после этого соответствующие компоненты алгебраически сложить

$$(E_{xi} = E_{xi}^E + E_{xi}^H, \quad E_{yi} = E_{yi}^E + E_{yi}^H).$$

По полученным выражениям (5) на ЭВМ производился расчет $|a_x|$, $|a_y|$, $|b_x|$, $|b_y|$, $P_{\text{отр}} = \sqrt{|a_x|^2 + |a_y|^2}$; $P_{\text{пр}} = \sqrt{|b_x|^2 + |b_y|^2}$ и коэффициента эллиптичности k. Некоторые из полученных зависимостей представлены на рис. 1, 2. На рис. 1 показана зависимость основных характеристик системы от угла φ, под которым скрещиваются структуры, на рис. 2 — от величины расстояния h между структурами. На рис. 2 мы наблюдаем резо-

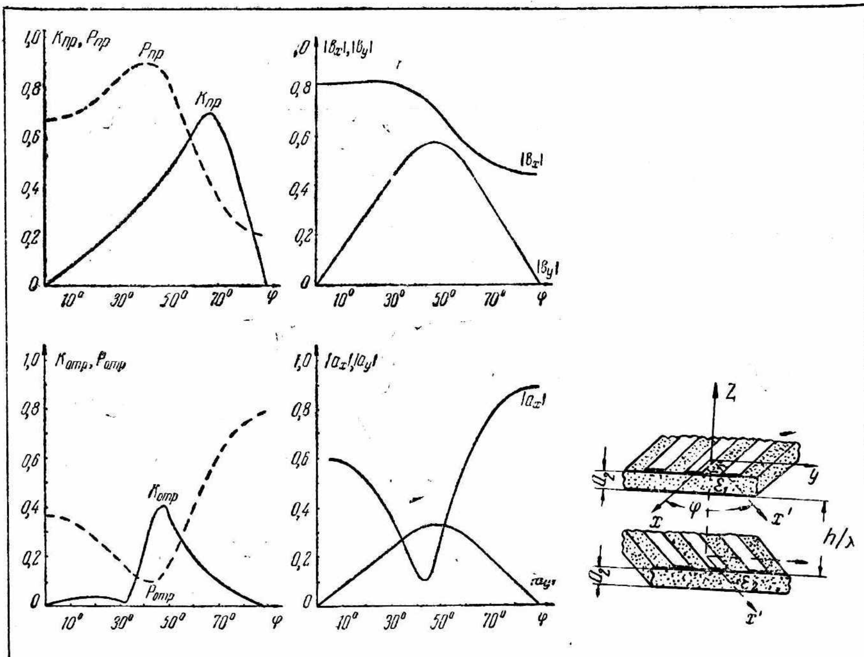

Рис. 1. Зависимость поляризационных $\kappa_{пр}, \kappa_{отр}$ и амплитудных $(P_{пр}, |a_x|, |a_y|, |в_x|, |в_y|)$ характеристик исследуемой структуры от угла φ: $\varkappa_1 = \varkappa_2 = 0,7$; $u_1 = u_2 = 0$; $\frac{h}{\lambda} = 4,42$; $a = \frac{a_1}{l_1} = \frac{a_2}{l_2} = 0,5$; $\varepsilon = \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 2,07$; $\mathrm{tg}\,\delta_1 = \mathrm{tg}\,\delta_2 = 0$

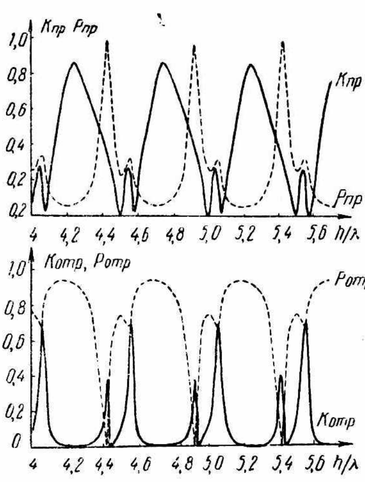

Рис. 2. Зависимость поляризационных $(\kappa_{пр}, \kappa_{отр})$ и амплитудных $(P_{пр}, P_{отр})$ характеристик от расстояния между слоями $\left(\frac{h}{\lambda}\right)$, остальные параметры те же, что и для рис. 1.

нансные максимумы мощности, идущие через половину длины волны и дополнительные максимумы, появляющиеся за счет слоя диэлектрика в резонансном объеме. Зависимость коэффициента эллиптичности тоже носит двоякопериодический характер. Изменяя угол φ, можно при фиксированном h плавно перестраивать коэффициент эллиптичности от нуля до величины порядка 0,7 (рис. 2).

На основании рис. 1 можно сделать выводы, что для случая E-поляризации падающей волны относительно первой решетки более оптимальными поляризационными свойствами исследуемая структура обладает при работе на отражение. Для определения оптимума на прохождение надо рассматривать случай произвольной поляризации падающего поля относительно первой решетки. Варьируя такие параметры решеток, как период, коэффициент заполнения, ε диэлектрической подложки, можно добиться изменением угла φ плавной перестройки мощности на выходе от нуля до единицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Адонина, А. М. Андрусенко, З. Г. Жуванова. Скрещенные решетки. «Радиотехника и электроника», т. 14, вып. 2, 1969.
2. А. И. Адонина, В. П. Шестопалов. Дифракция электромагнитных волн при наклонном падении на плоской металлической решетке с диэлектрическим слоем. ЖТФ, т. 33, вып. 6. 1963.
3. А. И. Адонина, А. М. Андрусенко, В. О. Галета. К методике расчета некоторых приборов методом суммирования многократных отражений. «Радиотехника и электроника», т. 15, вып. 10, 1970.
4. Ф. К. Фаддеев, В. Н. Фаддеева. Вычислительные методы линейной алгебры. Физматгиз, 1963.